



저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.



비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.



변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)

공학박사학위논문

약 자장이 인가된 유도 결합 플라즈마의
특성과 응용에 관한 연구

**A study on characteristics and application of
Weakly magnetized inductively coupled plasma**

2015년 8월

서울대학교 대학원

전기·컴퓨터 공학부

이 우 현

초 록

반도체 소자의 미세 가공이 요구되어 짐에 따라 플라즈마를 이용한 건식 식각 기술의 중요도가 올라가고 있다. 특히 차세대 반도체 소자의 경우, 집적도와 속도가 더욱 더 증가함에 따라서 플라즈마 건식 식각 장비에 대해서도 고밀도, 저압 구동과 같은 까다로운 조건들이 요구되고 있다. 이런 요구사항을 맞추기 위해 플라즈마 식각 장비 면에서도 많은 선행 연구를 통해 시도되고 있다. 본 연구에서는 ECR, helicon plasma, MERIE 와 같이 자기장을 이용해 고밀도 저압 플라즈마 소스를 구현하는 시도 중 하나로 기존의 유도 결합 플라즈마 (ICP) 에 약한 자장을 인가한 M-ICP 의 특성을 확인하고 개선하였다. M-ICP 장비는 기존의 유도 결합 플라즈마 장비에 자장을 인가함으로써 플라즈마 밀도가 증가하며 낮은 압력에서의 안정성 면에서도 유리한 측면을 가지고 있다. 하지만 차세대 플라즈마 식각 장비의 요구 사항 중 하나인 대면적의 균일한 플라즈마 측면에서 단점을 가지고 있다. 이에 본 논문에서는 자장의 인가에 따른 균일도 악화 요인인 flute instability 현상에 대한 확인과 요인 제거를 위한 자장 분포 설계를 연구하였다. 또한 설계한 자장의 고 균일도 식각 특성을 실험함으로써 기존 선행 연구를 통해 얻어진 M-ICP 의 특성을 가지며 균일도를 향상시킨 M-ICP 의 식각 적용 가능성을 확인하였다.

균일도에 대한 실험을 하기 위해 기존의 플라즈마 특성 확인에 많이 사용되는 Langmuir probe, magnetic probe 장비에 공간 분포를 측정할 수 있는 연결부를 제작, 적용함으로써 플라즈마 특성의 공간 분포를 측정 할 수 있도록 하였다. 또한 식각에 관련한 이온 에너지 분포 및 라디칼의 농도에 대해 다 측정점 ion energy analyzer 와 Abel's inversion 을 적용한 actinometry 측정법을 제작, 대입하여 공간 분해능을 가지도록 하였다.

자장의 인가에 따른 전력 전달 효율의 향상을 실험하기 위해 magnetic probe 를 이용하여 플라즈마 내의 시변 자장의 분포를 확인함으로써 M-ICP 의 고 밀도 특성이 R-wave 로 인한 전자 가열에 기인함을 알 수 있었다. 또한 RF window 에서의 거리에 따라 자장이 감소하는 조건 (M-ICP-A 자장 조건)에서 R-wave 에 의한 전자 가열이 높은 현상을 확인함으로써 전력 전달 효율의 증가를 위해 유리한 자장 조건임을 확인하였다.

플라즈마 균일도에 악영향을 주는 요인으로서 flute instability 현상이 발생하는

조건에 대한 실험을 진행하였다. 수식적으로 자장의 분포에 따라 flute instability 현상이 발생한다는 것을 확인하였고 이를 실험적으로 확인하기 위해 네 가지 자장 조건을 설계하였다. 실험 결과 M-ICP-A 자장 조건에서 flute instability 에 의한 플라스마 전위와 플라스마 밀도의 fluctuation 을 확인하였으며 자장의 기울기가 증가함에 따른 fluctuation 의 증가 또한 측정을 통해 확인할 수 있었다. 또한 각 자장 조건에서 식각 실험을 진행함으로써 flute instability 에 의한 균일도의 악화 현상을 확인하였다. 실험 결과로 비추어 반경에 따라 증가하는 자장 조건 (M-ICP-V 자장 조건) 에서 flute instability 현상의 억제와 그에 따른 균일도의 상승 현상을 확인할 수 있었다.

앞에서 확인한 균일도 증가 분을 실제 실험에 적용하여 특성을 측정하기 위해 ICP 와 M-ICP-A 자장 조건, M-ICP-V 형 자장 조건에서 oxide PR line and space 패턴의 식각 공간 분포 특성을 실험하였다. Oxide 의 식각 속도 분포는 기판에 입사하는 이온 선속의 분포를 따르는 결과를 확인했다. M-ICP-A 자장 조건의 기판 중심 영역에서 플라스마 밀도와 이온 선속의 경향과 다르게 M-ICP-V 자장 조건의 oxide 식각 속도를 역전하는 현상을 통해 이온 에너지 분포가 식각 속도에 영향 미치는 것을 확인하였다. 식각 속도 균일도 결과는 M-ICP-V 자장이 인가된 경우가 가장 높은 결과를 확인할 수 있었다. 선택비의 결과는 CF_2/F 라디칼 비율의 경향을 따르는 것을 확인하였다. 하지만 ICP 조건과 M-ICP 조건의 선택비 차이를 통해 이온 에너지가 높을수록 라디칼의 작용을 활성화 시키는 ion enhanced etching mechanism 을 따르는 것을 확인하였다.

M-ICP 의 높은 이온 선속과 낮은 이온 에너지에 대한 응용 가능성을 확인하기 위해 low-k 물질의 ashing 데미지 경향을 실험하였다. 선행 논문에서 ICP 장비는 기존의 CCP 타입의 RIE 장비에 비해 ashing 데미지가 높았다. 자장을 인가함으로써 높은 이온 선속과 낮은 이온 에너지를 가지는 M-ICP 의 특성을 low-k 물질의 ashing 공정에 응용하였으며 M-ICP 장비에서 O 라디칼의 농도와 이온 선속이 높음에도 불구하고 RIE 와 ICP 에 비해 낮은 ashing 데미지를 보이는 결과를 확인하였다. 이를 통해 ashing 데미지에 대한 이온 에너지의 영향과 M-ICP 의 ashing 공정 적용의 가능성을 확인하였다.

주요어 : M-ICP, flute instability, 균일도, low-k materials damage

학 번 : 2009-20867

목 차

제 1 장 서론	1
1.1 연구의 배경	1
1.2 연구의 내용	3
제 2 장 고밀도 플라스마를 이용한 건식 식각 장비.....	5
2.1 식각 분야의 플라스마 응용	5
2.2 플라스마 식각의 원리	7
2.3 고밀도 플라스마 장비의 종류	8
2.4 M-ICP 에 대한 선행 연구.....	12
2.5 차세대 반도체 공정과 M-ICP 의 적용 및 선행 연구.....	15
2.6 ICP 의 동작 원리	17
2.7 M-ICP 의 동작 원리.....	18
제 3 장 플라스마 특성 측정 장비의 원리 및 제작	22
3.1 Langmuir probe	22
3.1.1 Single Langmuir probe 의 원리 및 측정	22
3.1.2 Double Langmuir probe 의 원리 및 측정	33
3.1.3 Langmuir probe 의 제작	38
3.2 Magnetic probe	42
3.2.1 Magnetic probe 의 원리 및 구성.....	42
3.2.2 Magnetic probe 제작.....	43
3.3 이온 에너지 분포 측정기	45
3.3.1 이온 에너지 분포 측정기의 원리 및 구성	45
3.3.2 이온 에너지 분포 측정기의 제작	47
3.3.2.1 이온 에너지 분포 측정기.....	47
3.3.2.2 Low pass filter.....	52
3.3.2.3 Pre-amplifier	57
3.3.2.4 파형 생성기	60
3.3.2.5 이온 에너지 분포 측정기의 보정.....	61
3.3.3 이온 에너지 분포 측정	62
3.4 Spatially resolved actinometry	66
3.4.1 Spatially resolved actinometry 의 원리	66
3.4.1.1 Optical Emission Actinometry 의 원리	66
3.4.1.2 Abel's inversion 의 적용	69
3.4.2 라디칼 공간 분포 측정	72
제 4 장 M-ICP 의 방전 특성	77
4.1 M-ICP 의 구성 및 자장 인가 조건.....	77
4.2 자장 인가로 발생하는 현상	85
4.2.1 Magnetic mirror	85
4.2.2 R-wave 에 의한 전자 가열	87
4.2.2.1 일반적인 ICP 에서의 wave 진행 특성	87
4.2.2.2 M-ICP 에서의 wave 진행 특성.....	89
4.2.2.3 실험 요약 및 결론	94
4.2.3 Flute instability	94
4.3 자장의 구배에 따른 flute instability 현상과 균일도 특성 ...	98
4.3.1 선행 연구 소개.....	98
4.3.2 기울기에 따른 자장의 분포.....	99
4.3.3 각 조건의 자장 기울기 분포.....	104

4.3.4 자장의 분포에 따른 플라즈마 밀도의 분포	105
4.3.5 자장의 분포에 따른 flute instability 측정 및 제어	108
4.3.6 자장의 분포에 따른 oxide 식각 속도 분포 측정	118
4.3.7 실험 요약 및 결론	121
제 5 장 M-ICP 대면적 식각 특성 분석	123
5.1 대면적 플라즈마의 균일도에 대한 선행 연구 소개	123
5.2 식각 실험에 사용된 oxide-PR line pattern	125
5.3 ICP 및 자장의 구배에 따른 플라즈마 특성	126
5.4 ICP 및 자장의 구배에 따른 식각 특성	131
5.5 기판 중심 자장의 크기 변화에 따른 oxide 식각 균일도	144
5.6 실험 요약 및 결론	154
제 6 장 M-ICP ashing 공정 중 low-k 물질 데미지 특성	156
6.1 Low-k 물질 데미지에 대한 선행 연구	156
6.2 실험의 구성 및 방법	159
6.2.1 실험에 사용된 low-k 물질	159
6.2.2 FT-IR 분석법	159
6.3 RIE, ICP, M-ICP 장비에서의 ashing 특성	161
6.4 Ar 가스의 비율에 따른 ashing 공정 특성	165
6.5 압력에 따른 ashing 공정 특성	167
6.6 소스 전력에 따른 ashing 공정 특성	170
6.7 기판 전력에 따른 ashing 공정 특성	174
6.8 실험 요약 및 결론	177
제 7 장 결론	179
참고문헌	183

표 목차

표 3.4.1 렌즈의 각도에 따른 플라즈마 중심으로 부터의 거리.....	73
표 4.1.1 각 코일에 감긴 전선의 횟수.....	77
표 4.1.2 M-ICP-A 조건에서 코일 전류.....	79
표 4.1.3 M-ICP-V 자장 조건에서 코일 전류.....	79
표 4.3.1 각 자장 조건의 코일 전류 값.....	99
표 6.3.1 ICP 와 M-ICP 에서 O 라디칼의 농도.....	162
표 6.4.2 ICP 와 M-ICP 에서 기관에 입사하는 이온 선속.....	164

그림 목차

그림 2.1.1 습식 식각의 방향성 [17].	5
그림 2.1.2 수직 식각 [17].	6
그림 2.3.1 MERIE etcher 의 구조 [104].	9
그림 2.3.2 ECR plasma etcher 의 구조 [105].	10
그림 2.3.3 Helicon plasma etcher 의 구조 [106].	11
그림 2.4.1 자장이 인가된 ICP [113].	13
그림 2.7.1 자장과 파동이 평행할 때 dispersion relation.	19
그림 2.7.2 R-wave 와 L-wave 에서 전기장의 방향 변화와 전자 가속의 차이[17]	20
그림 3.1.1 SLP 로 측정된 이상적인 V-I curve 의 예.[23]	23
그림 3.1.2 SLP 로 측정된 V-I curve 의 예.[23]	25
그림 3.1.3 미분한 전류 값 그래프.	26
그림 3.1.4 V - ln (I) curve 와 fitting 된 선분의 예.	27
그림 3.1.5 Ion saturation region 에서 fitting 된 모습.[23].	30
그림 3.1.6 Maxwellian distribution 과 Druyvesteyn distribution 으로 fitting 한 EEDF.[29].	32
그림 3.1.7 일반적인 DLP 개략도.	34
그림 3.1.8 DLP 로 측정된 V-I curve 의 예.	36
그림 3.1.9 SLP 측정 탐침 및 회로.	39
그림 3.1.10 SLP 측정 탐침.	39
그림 3.1.11 DLP 측정 탐침 및 회로.	40
그림 3.1.12 DLP 측정 탐침.	40
그림 3.1.13 높이 확장용 연결부.	41
그림 3.1.14 위치 확장용 feed through.	41
그림 3.2.1 Magnetic probe 의 구성.	42
그림 3.2.2 Magnetic probe 의 측정기.	43
그림 3.2.3 Magnetic probe 의 변환기에 사용된 balun.	44
그림 3.3.1 이온 에너지 분포 측정기의 구성 및 원리	47
그림 3.3.2 RF noise 의 흐름.	48
그림 3.3.3 이온 에너지 분포 측정기의 단면도.	49
그림 3.3.4 신호 및 전원 선의 RF noise shield.	49
그림 3.3.5 이온 에너지 분포 측정기 제작에 사용된 PCB.	50
그림 3.3.6 완성된 이온 에너지 분포 측정기의 내부 모습.	51
그림 3.3.7 완성된 이온 에너지 분포 측정기의 외부 모습.	52
그림 3.3.8 인덕터를 사용하였을 때 RF noise 의 흐름.	53
그림 3.3.9 RL 회로를 사용하였을 때 RF noise 의 흐름.	53
그림 3.3.10 3 차 LC low pass filter 를 사용하였을 때 RF noise 의 흐름.	55
그림 3.3.11 3 차 LC low pass filter 의 주파수 특성 1.	55
그림 3.3.12 3 차 LC low pass filter 의 주파수 특성 2.	56
그림 3.3.13 제작 된 3 차 LC low pass filter.	56
그림 3.3.14 Pre-amplifier 의 회로도.	57
그림 3.3.15 Pre-amplifier PCB.	58
그림 3.3.16 완성 된 pre-amplifier.	59
그림 3.3.17 측정에 사용된 프로그램의 모습.	59
그림 3.3.18 측정에 사용된 파형 생성기의 모습.	60
그림 3.3.19 1 채널 이온 에너지 분포 측정기의 내부 부품들.	61
그림 3.3.20 제작 된 1 채널 이온 에너지 분포 측정기.	62
그림 3.3.21 측정을 통해 얻어진 $V_{dis} - V_{out}$ curve.	64
그림 3.3.22 측정을 통해 얻어진 이온 에너지 분포 함수 $f(v)$.	65
그림 3.4.1 플라즈마 중심에서 거리에 따른 광량 측정.	69
그림 3.4.2 Cylindrically symmetric 의 가정 하의 같은 emissivity 를 가지는 링.	70
그림 3.4.3 렌즈의 각도에 따른 라디칼 별 intensity.	74

그림 3.4.4 spline 보간법으로 계산된 x 에 따른 라디칼 별 intensity.	74
그림 3.4.5 반경에 따른 라디칼 별 emissivity.	75
그림 3.4.6 반경에 따른 F 라디칼의 상대 밀도.	76
그림 4.1.1 ICP 장비와 자장을 인가하기 위한 코일.	78
그림 4.1.2 실험에 사용된 M-ICP-A 4 G, 8 G, 12 G 조건의 FEMM 결과.	80
그림 4.1.3 실험에 사용된 M-ICP-A 15 G, 17 G, 22 G 조건의 FEMM 결과.	80
그림 4.1.4 실험에 사용된 M-ICP-V 4 G, 8 G, 12 G 조건의 FEMM 결과.	81
그림 4.1.5 실험에 사용된 M-ICP-V 15 G, 17 G, 22 G 조건의 FEMM 결과.	81
그림 4.1.6 M-ICP-A 자장 조건에서 반경에 따른 자장 분포.	82
그림 4.1.7 M-ICP-A 자장 조건에서 높이에 따른 자장 분포.	83
그림 4.1.8 M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른 자장 분포.	83
그림 4.1.9 M-ICP-V 자장 조건에서 높이에 따른 자장 분포.	84
그림 4.2.1 Magnetic mirror field 에서 + 입자의 drift.[1]	85
그림 4.2.2 Magnetic mirror 에 의해 갇힌 플라즈마.[1]	86
그림 4.2.3 ICP 조건에서 RF window 와 거리에 따른 시변 자장.	88
그림 4.2.4 ICP 장비에서 RF window 와 거리에 따른 시변 자장의 RMS 변화.	88
그림 4.2.5 M-ICP-A 조건에서 RF window 와 거리에 따른 시변 자장.	89
그림 4.2.6 M-ICP-V 조건에서 RF window 와 거리에 따른 시변 자장.	90
그림 4.2.7 M-ICP-A 자장 조건에서 RF window 와 거리에 따른 시변 자장의 RMS 변화.	90
그림 4.2.8 M-ICP-V 자장 조건에서 RF window 와 거리에 따른 시변 자장의 RMS 변화.	91
그림 4.2.9 자장의 세기에 따른 기관 중심 15 mm 높이에서의 플라즈마 밀도.	92
그림 4.2.10 Flute instability 현상이 일어나는 자장과 밀도의 기울기 방향.[75].	95
그림 4.2.11 자장의 gradient 에 의한 drift. [75]	95
그림 4.2.12 $\mathbf{F}_{\nabla B}$ 에 의한 charge separation. [75].	96
그림 4.2.13 분리된 전하로 형성된 전기장과 파동의 심화. [75].	96
그림 4.2.14 E 의 방향에 따른 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift. [75]	97
그림 4.3.1 M-ICP-A 자장과 M-ICP-A doubled grad B 자장 조건의 FEMM 결과.	100
그림 4.3.2 M-ICP-V 자장과 M-ICP-V doubled grad B 자장 조건의 FEMM 결과.	101
그림 4.3.3 네 가지 자장 조건에서 기관 위의 자장 분포 및 FEMM 계산 값.	102
그림 4.3.4 네 가지 자장 조건에서 높이에 따른 자장 분포 및 FEMM 계산 값.	102
그림 4.3.5 네 가지 자장 조건에서 기관 위의 자장 분포 및 FEMM 계산 값.	103
그림 4.3.6 FEMM 으로 계산 된 58 mm 높이에서 자장의 기울기 분포.	104
그림 4.3.7 58 mm 높이에서 측정한 플라즈마 밀도 분포.	105
그림 4.3.8 58 mm 높이에서 측정한 전자 온도 분포.	106
그림 4.3.9 Flute instability 에 의한 플라즈마의 단면.[1].	108
그림 4.3.10 각 자장 조건에서의 이온 포화 전류와 플라즈마 밀도.	109
그림 4.3.11 ICP 조건의 220 mm 위치에서 fluctuation data.	111
그림 4.3.12 M-ICP-A 자장 조건의 220 mm 위치에서 fluctuation data.	111
그림 4.3.13 M-ICP-A with doubled magnetic gradient 자장 조건의 210 mm 위치에서 fluctuation data.	112
그림 4.3.14 M-ICP-V 자장 조건의 220 mm 위치에서 fluctuation data.	112
그림 4.3.15 M-ICP-V with doubled magnetic gradient 자장 조건의 220 mm 위치에서 fluctuation data.	113
그림 4.3.16 ICP 조건 측정 값의 FFT 계산 값.	114
그림 4.3.17 M-ICP-A 조건 측정 값의 FFT 계산 값.	114
그림 4.3.18 M-ICP-A with doubled magnetic gradient 조건 측정 값의 FFT 계산 값.	115
그림 4.3.19 M-ICP-V 조건 측정 값의 FFT 계산 값.	115
그림 4.3.20 M-ICP-A with doubled magnetic gradient 조건 측정 값의 FFT 계산 값.	116
그림 4.3.21 위치에 따른 fluctuation level 과 플라즈마 밀도 및 자장.	117
그림 4.3.22 자장 조건에 따른 플라즈마 밀도 non-uniformity.	118
그림 4.3.23 자장 조건에 따른 oxide 식각 속도 분포.	119
그림 4.3.24 자장 조건에 따른 oxide 식각 속도 non-uniformity.	120
그림 5.2.1 식각 실험에 사용된 oxide-PR line pattern sample.	125

그림 5.3.1 ICP 와 자장의 분포에 따른 밀도 분포 결과.....	126
그림 5.3.2 ICP 와 자장의 분포에 따른 전자 온도 분포 결과.....	127
그림 5.3.3 ICP 와 자장 조건에 따른 시변 자장 RMS 값의 높이에 대한 분포.....	128
그림 5.3.4 ICP 와 자장의 분포에 따른 밀도 non-uniformity.....	129
그림 5.4.1 ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른 oxide 식각 속도 분포.....	131
그림 5.4.2 ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른 기판 입사 이온 밀도 분포.....	132
그림 5.4.3 ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른 기판 입사 이온 선속 분포.....	133
그림 5.4.4 ICP 및 M-ICP 조건에서 oxide 식각 속도의 non-uniformity.....	134
그림 5.4.5 M-ICP-A 와 M-ICP-V 자장 조건의 0 mm, 105 mm 위치에서 이온 에너지 분포.....	135
그림 5.4.6 ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건의 기판 중심에서 이온 에너지 분포 함수.....	136
그림 5.4.7 ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른 평균 이온 에너지 분포.....	137
그림 5.4.8 ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른 PR 식각 속도 분포.....	138
그림 5.4.9 ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른 PR 선택비 분포.....	139
그림 5.4.10 ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른 F 농도 분포.....	140
그림 5.4.11 ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른 CF ₂ 농도 분포.....	140
그림 5.4.12 ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른 CF ₂ /F 비율과 선택비 분포.....	141
그림 5.4.13 ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른 profile angle 분포.....	142
그림 5.4.14 식각 결과의 profile angle 측정.....	143
그림 5.5.1 ICP 와 M-ICP-A 조건에서 반경에 따른 oxide 식각 속도 분포.....	144
그림 5.5.2 ICP 와 M-ICP-V 조건에서 반경에 따른 oxide 식각 속도 분포.....	144
그림 5.5.3 ICP 와 M-ICP-A 조건에서 반경에 따른 이온 선속 분포.....	145
그림 5.5.4 ICP 와 M-ICP-V 조건에서 반경에 따른 이온 선속 분포.....	145
그림 5.5.5 ICP 와 M-ICP-A 조건에서 oxide 식각 속도 non-uniformity.....	147
그림 5.5.6 ICP 와 M-ICP-V 조건에서 oxide 식각 속도 non-uniformity.....	147
그림 5.5.7 ICP 와 M-ICP-A 조건에서 반경에 따른 플라즈마 밀도 분포.....	149
그림 5.5.8 ICP 와 M-ICP-V 조건에서 반경에 따른 플라즈마 밀도 분포.....	149
그림 5.5.9 ICP 와 M-ICP-A 조건에서 반경에 따른 전자 온도 분포.....	150
그림 5.5.10 ICP 와 M-ICP-V 조건에서 반경에 따른 전자 온도 분포.....	150
그림 5.5.11 ICP 와 M-ICP-A 조건의 기판 중심에서 이온 에너지 분포.....	151
그림 5.5.12 ICP 와 M-ICP-V 조건의 기판 중심에서 이온 에너지 분포.....	152
그림 6.1.1 배선 간격과 소자 속도의 관계.[97].	156
그림 6.2.1 FT-IR 흡수 스펙트럼과 작용기의 크기 측정.....	160
그림 6.3.1 RIE, ICP 및 M-ICP 에서의 ashing rate.....	161
그림 6.3.2 RIE, ICP 및 M-ICP 에서의 ashing 데미지.....	162
그림 6.3.3 ICP 와 M-ICP 에서 기판에 입사하는 이온의 에너지 분포.....	163
그림 6.4.1 Ar 가스 비율에 따른 ashing rate 와 low-k 물질 데미지.....	165
그림 6.4.2 Ar 가스 비율에 따른 self DC bias voltage.....	166
그림 6.5.1 가스의 압력에 따른 ashing rate 와 low-k 물질의 데미지.....	167
그림 6.5.2 가스의 압력에 따른 O 라디칼의 농도와 이온 선속.....	168
그림 6.5.3 가스의 압력에 따른 이온 에너지 분포.....	169
그림 6.6.1 소스 전력에 따른 ashing rate 와 low-k 물질의 데미지.....	170
그림 6.6.2 소스 전력에 따른 O 라디칼의 농도와 이온 선속.....	171
그림 6.6.3 소스 전력에 따른 O 이온 에너지 분포.....	172

그림 6.6.4	소스 전력에 따른 O 파장의 세기 변화.....	173
그림 6.7.1	기관 전력에 따른 ashing rate 와 low-k 물질의 데미지.....	174
그림 6.7.2	기관 전력에 따른 O 라디칼의 농도와 이온 선속.....	175
그림 6.7.3	기관 전력에 따른 이온 에너지 분포.....	175

제 1 장 서론

1.1 연구의 배경.

플라즈마(Plasma)란 이온과 전자가 전리되어 있는 기체 상태를 의미하며 1928년 I. Langmuir에 의해 처음 명명되었다.[1][2] 일반적인 중성 기체와 달리 쿨롱 힘 (Coulomb force)에 의해 서로 영향을 주고 받으며 집단적인 행동 (collective behavior)을 보이며 준중성 (Quasi-neutral) 특성을 보인다.

과거의 플라즈마 연구는 자연계에 존재하는 플라즈마를 분석하는데 그쳤던 반면 현재는 핵융합로[3][4], 반도체 소자 제작[5][6], 광원 및 디스플레이 소자[7], 의학분야 및 환경 산업 분야[8]에 이르기까지 다양한 산업분야에 활용되고 있다. 이러한 다양한 응용 산업분야 중에서 본 논문은 반도체 소자 제작 분야에 사용되는 플라즈마의 특성과 응용에 대해 고찰하고자 한다.

반도체 소자 제작 분야 중에서도 건식 식각에 사용되는 플라즈마의 영역은 수 eV의 전자 온도와 약 $10^8 \text{ cm}^{-3} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 정도의 플라즈마 밀도 영역으로 글로우 방전 (glow discharge)에 의해 이루어진다.[9] 이 영역의 플라즈마는 동작 압력이 낮아 전자와 중성 입자 또는 전자와 이온 간의 충돌 주파수가 낮아서 전자 온도는 크게 가속된다. 반면 이온과 중성 입자의 온도는 상대적으로 낮아서 저온 플라즈마 (Cold plasma)로 불린다. 플라즈마 식각에서 이온은 기판의 표면에 형성된 쉬스 (sheath)의 전기장에 의해 가속된다. 이온의 쉬스 내 운동 방향은 기판에 수직이기 때문에 이를 이용하여 비등방성 식각 (anisotropic etching)이 가능하다. 때문에 현재 반도체 소자 제작 공정에는 플라즈마를 이용한 식각이 주를 이루고 있다.[10]

최근 반도체 소자 제작 분야에서는 고속 대용량 정보 처리의 필요성과 맞물려

고성능 고밀도의 차세대 소자의 제작의 필요성이 대두되고 있다. 대용량의 메모리, 크기의 소형화, 빠른 정보 처리 속도 및 저 생산 단가는 차세대 반도체의 조건이다. 이에 따라 반도체 소자의 제작 공정에도 많은 변화들이 지속적으로 일어나고 있다. 특히 소자의 공정에서 중요시 되는 주제는 대용량 메모리, 크기의 소형화를 위한 선 폭의 감소, 크기의 소형화와 빠른 정보 처리 속도를 위한 신물질의 도입[11], 저 생산 단가를 위한 대면적 공정[12] 등이다.

이러한 주제에 대해 해결책으로 본 연구실의 선행 연구들은 대면적화가 가능한 고 밀도 플라즈마 소스에 대해 이루어져 왔다. 본 논문은 이러한 연구의 연장으로서 대면적 고밀도 플라즈마 식각 장비인 M-ICP (magnetized inductively coupled plasma) 에 대해 고찰하였다. M-ICP 는 약한 자장이 인가된 유도 결합 플라즈마로서 자장의 인가로 인하여 기존의 ICP 에 비해 고 밀도의 플라즈마 특성을 선보였다. [13][14][15][16]

본 논문에서는 고 밀도 대면적 특성을 보이는 M-ICP 에서 플라즈마 특성과 이러한 특성이 일어나는 원리에 대해 실험으로 고찰하였다. 또한 M-ICP 만의 특성을 이용하여 실제 식각 실험에서 기존 ICP 대비 개선 가능성을 살펴보고자 한다.

1.2 연구의 내용.

차 세대 반도체 소자 제작에 따른 문제 해결을 위한 대면적 고밀도 플라즈마 식각 장비의 후보군 중 하나인 M-ICP의 특성 및 응용에 대해 고찰하였다. 본 논문은 제 1장의 서론과 제 7장의 결론을 포함하여 모두 6장으로 구성되었다. 제 2장에서는 다양한 건식 식각 장비의 특성 및 원리를 간단히 살펴보고, 연구에 사용된 M-ICP의 원리와 기존 ICP에 대비하여 드러나는 특성에 대해 소개하였다. 제 3장에서는 플라즈마의 특성을 실험할 수 있는 Langmuir probe, magnetic probe, ion energy analyzer와 Abel's inversion을 적용하여 공간 분해능을 가지는 optical emission actinometry의 측정 장비 및 방법의 원리에 대해 설명하였다. 또한 대면적 플라즈마에서 균일도를 알아보기 위해 적용한 플라즈마 특성 공간적 분포 측정에 적용한 원리에 대해 설명하였다. 또한 이러한 플라즈마 특성 측정 장비의 제작에 대해서도 설명하였다. 제 4장에서는 M-ICP 장비의 특징이라 할 수 있는 고밀도 균일 플라즈마의 원리에 대해 살펴보고자 한다. R-wave에 의한 전자 가열을 magnetic probe 측정을 통해 살펴보았다. 이를 통해 고밀도 플라즈마 생성을 위한 자장의 전력 전달 효율 증가 현상에 대해 설명하였다. 또한 M-ICP의 균일도면의 개선 원리인 flute instability 현상을 설명하였다. 제 5장과 제 6장에서는 M-ICP의 특장을 실제 식각 공정에 응용하여 가능성을 확인하였다. 우선 제 5장에서는 M-ICP 식각 장비 내의 자장의 구배와 기판 중심을 기준으로 자장의 세기에 따른 식각 특성과 식각 속도 균일도를 측정하였다. 그리고 instability의 완화와 oxide 식각 속도 균일도를 높일 수 있는 자장 조건을 설명하였다. 제 6장에서는 플라즈마 밀도가 높고 ICP 장비에 비해 기판에 입사되는 이온의 에너지가 낮은 M-ICP의 특성을 low-k 물질 공정에 응용하였다. M-ICP의 PR ashing 공정 적용 중에 low-k 물질의 데미지 경향과 원인을 실험하였다. 이를 통해 low-k 물질 공정에서 물질의 데미지 최소화

방향을 설명하였다. 또한 제 7 장에서는 앞의 주요 내용을 다시 간략하게 정리하고 향후 연구 방향을 제시하였다.

제 2 장 고밀도 플라즈마를 이용한 건식 식각 장비

2.1 식각 분야의 플라즈마 응용.

반도체 소자를 제작하는 여러 공정 중 식각 분야에서는 최근 많은 부분에서 플라즈마를 이용하고 있다. 식각 분야는 크게 습식 식각 (wet etching 혹은 wet chemical etching) 과 건식 식각 (dry etching) 으로 나눌 수 있다. 기존의 반도체 식각에 많이 사용돼 온 습식 식각은 반응성 용액을 사용하여 물질을 선택적으로 제거하는 식각 방법이다. 식각 속도의 방향성이 없는 경우 아래의 왼쪽 그림과 같이 등방성 식각(isotropic etch) 이 이루어진다. 만일 수용액과 식각할 물질에 따라 그림에서 x 방향보다 z 방향의 식각 속도가 클 경우 오른쪽 그림과 같은 이방성 식각 (anisotropic etch) 이 이루어진다.

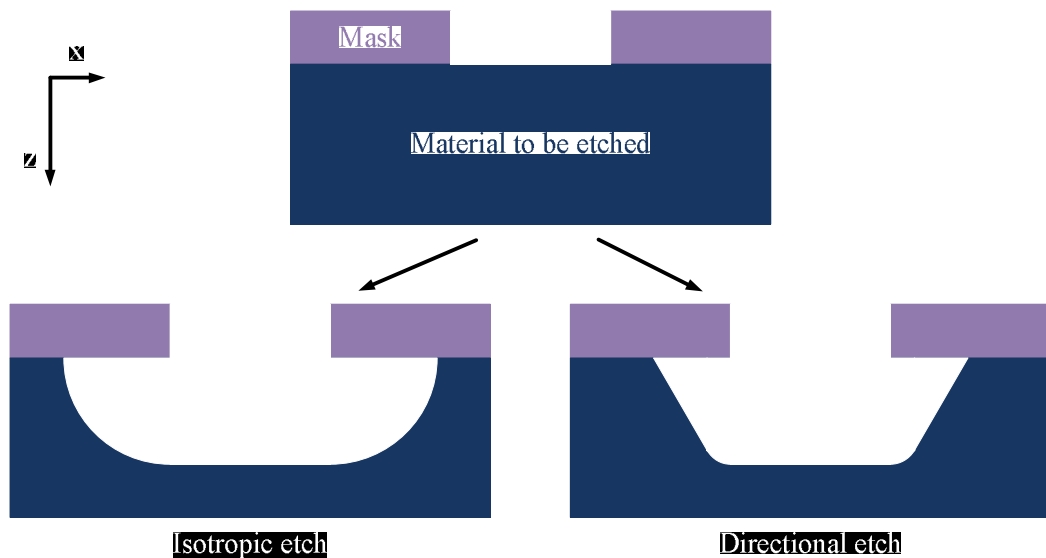


그림 2.1.1. 습식 식각의 방향성.[17]

이러한 방향성을 가지는 습식 식각을 통해 공정을 진행하게 되면 마스크 아래 물질이 식각 된다. (undercut) 반도체 소자의 크기가 감소하고 소자가 미세 패턴

형성을 필요하게 되면서 등방성 특성의 습식 식각으로는 한계를 가지게 되었다. 이로 인해 반도체 소자 제작에 이방성 식각 특성의 건식 식각이 사용되게 된다. 건식 식각은 반응성 기체나 증기를 이용하거나 플라즈마를 이용한 식각이다. 현재 반도체 공정이나 MEMS (micro electro mechanical system) 공정과 같은 이방성 식각이 필요한 공정에서 사용되고 있다. 플라즈마를 이용한 식각은 이온 및 가스에서 분해된 라디칼 (radical) 을 이용하여 식각하게 되며 대체로 아래의 그림과 같은 수직 이방성 식각 형태가 나타나게 된다.[17]

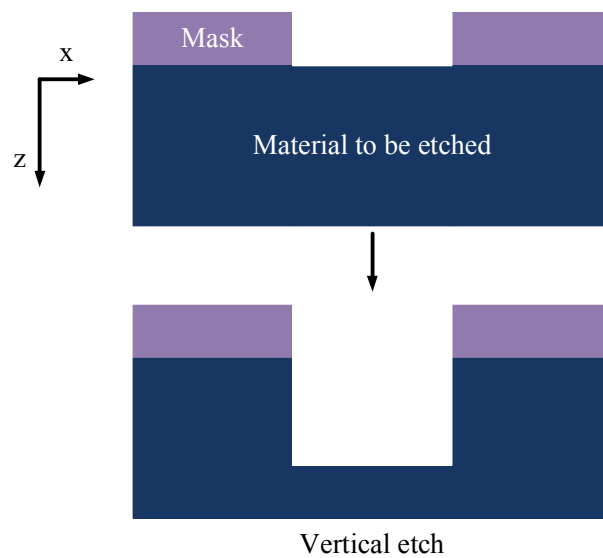


그림 2.1.2. 수직 식각.[17]

이온과 라디칼은 식각될 물질과의 화학적 반응성과 압력에 따라 화학적 식각과 물리적인 식각을 진행하게 되며 이를 통해 식각의 형태나 속도를 제어할 수 있다.

2.2 플라즈마 식각의 원리.

플라즈마 식각 mechanism 은 스퍼터 식각 (sputter etching mechanism), 화학적 식각 (chemical etching mechanism), 이온 보조 식각 (ion enhanced etching mechanism), 이온 보조 식각 억제 (ion enhanced inhibition mechanism) 과 같이 4 가지로 구분하여 설명할 수 있다.

우선 sputter etching mechanism 은 물리적 식각 (physical etching) 으로 기판 위에 형성된 sheath 에서 가속된 이온이 운동 에너지를 이용하여 기판의 물질을 떼어내는 sputter 식각을 하게 된다. 입사 이온 1 개당 sputter 되는 원자의 수인 sputter yield 에 의존하게 된다. 대체로 이방성 식각 형태를 보이며 이온의 입사 방향에 따라 식각되는 형상이 바뀐다.

Chemical etching mechanism 은 라디칼과 기판 물질의 화학 반응 후 생성된 화합물질이 증발하며 식각되는 방식이다. 라디칼에 의한 반응은 대체로 방향성이 없기 때문에 chemical etching 은 등방성 식각 형태가 나타난다.

Chemical enhanced etching 은 이온의 sputtering 에 의해 기판 물질의 결합을 깨졌을 때 라디칼과의 반응성이 커져서 식각 속도가 빨라지는 mechanism 을 의미한다. 결합 에너지가 커서 라디칼 및 반응성 기체와 상호 반응이 크지 않은 안정적인 기판 물질의 경우에 대해 발생한다. 이온 자체가 반응성이 커서 기판 물질의 결합 (binding) 을 깨고 반응하는 경우도 발생한다.

마지막 ion enhanced inhibition 은 이방성 식각 특성을 얻는 mechanism 의 하나이다. 라디칼과 기판 물질의 반응에 의해 형성된 물질이 증발되지 않고 다음의 라디칼과 기판물질의 반응을 방해하는 inhibitor 막을 생성하게 된다. 이온이 입사하는 바닥의 경우 inhibitor 막을 sputter 하거나 증발하도록 돕는 반면 측면의 경우 이온의 입사가 낮아 식각을 막는다. 이로 인해 이방성 특성을 보인다.[17]

2.3 고밀도 플라즈마 장비의 종류.

반도체 소자의 집적도가 증가하고 성능이 증가함에 따라 플라즈마 식각 장비에 요구되는 성능 또한 까다로워 졌다. 이러한 요구 성능을 맞추기 위해 기존의 장비에 비해 더 낮은 구동 압력에서 높은 밀도를 가지는 플라즈마 장비에 대한 필요성이 증가하였다.[18] Capacitively coupled plasma (CCP) 장비의 경우, 고밀도 플라즈마를 위해 다중 주파수를 사용하는 장비[19]나 very high frequency (VHF) 를 이용하는 장비[20] 와 같은 시도가 있었다. 다중 주파수를 사용하는 장비의 경우 이온의 에너지와 플라즈마 밀도를 개별적으로 조절이 가능한 장점이 있지만 전력의 matching 에 어려움이 있다. VHF 를 이용한 장비는 전자를 가열하는 전력의 증가에 따라 플라즈마 밀도가 증가하고 이온 bombardment 가 감소하는 장점을 가졌으나 standing wave 효과에 의해 균일도면에서 단점을 가지고 있다.

주파수의 변화를 통해 고밀도 플라즈마 특성을 얻은 시도와 달리 MERIE, ECR plasma etcher, Helicon plasma etcher 등의 장비는 기존의 장비에 자장을 인가하거나 자장을 이용하여 방전하는 방식을 통해 고밀도의 플라즈마를 얻는 장치들이다. 본 장에서는 이러한 자기장을 이용한 장치의 동작원리에 대해 간단히 소개하려 한다.

MERIE etcher 는 아래의 그림과 같이 기존의 RIE etcher 에 자장을 인가함으로써 RIE 장비에 비해 이온화 효율이 높아서 고밀도 플라즈마를 형성하였다.[21] TEL 사의 DRM 과 AMAT 사의 MXP 가 대표적이다. RIE 장비와 비교하여 저압 공정이 가능하기 때문에 정밀한 미세 pattern 을 가공할 수 있으며 polymer 증착을 통한 PR 대비 선택비에도 유리하다. 그림과 같이 측면의 코일로 인해 \vec{E} 에 수직한 방향으로 자장이 존재하며 이로 인해 전자는 $\vec{E} \times \vec{B}$ drift 를 하게 된다. 하지만 이로 인해 장비 벽으로의 전자 loss 를 줄일 수 있으나 이로 인해 플라즈마의 균일도가 떨어지게 된다. 이로 인해 대면적 공정에 어려움이 있다.

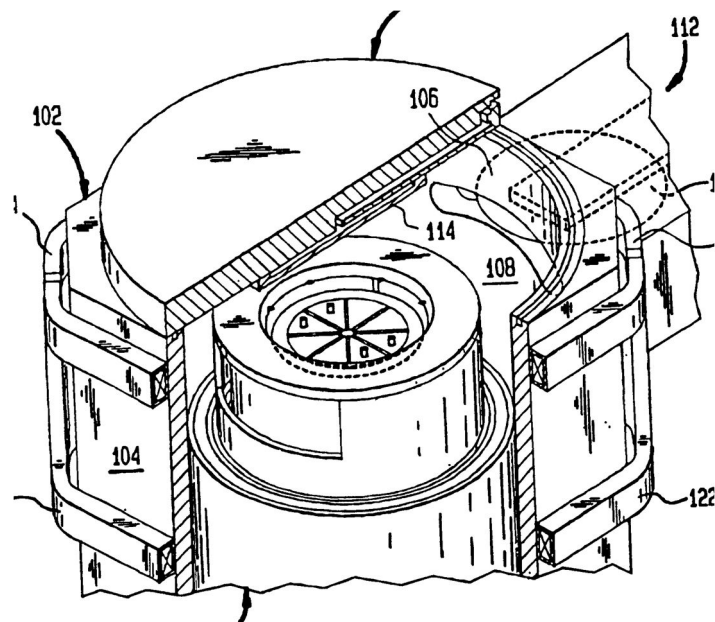


그림 2.3.1. MERIE etcher 의 구조.[21]

ECR plasma etcher 는 아래의 그림과 같이 microwave 에 특정 자기장을 인가함으로써 고밀도의 플라즈마를 형성한다.[17] 대표적 장비 회사로 Hitachi 사와 Sumitomo 사가 있다. microwave 의 주파수와 전자의 사이클로트론 주파수가 일치할 때 ECR 현상이 일어나며 전력 전달 효율이 증가한다. 2.45 GHz 의 microwave 인 경우 875 G 의 자장에서 ECR 조건을 만족시킨다. 하지만 장치의 구조가 복잡하고 대면적화를 할 경우 필요한 확산 거리가 길어 장치의 부피가 커져야 하기 때문에 어렵다는 단점이 있다.

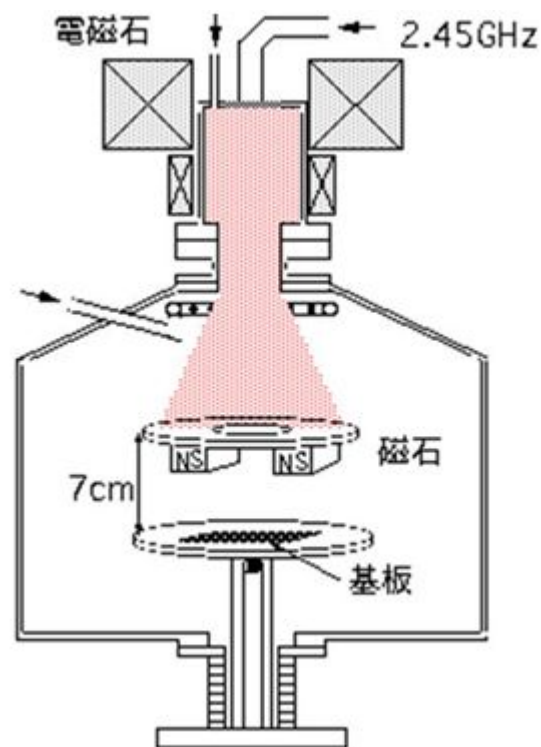


그림 2.3.2. ECR plasma etcher 의 구조.[22]

Helicon plasma etcher 는 플라즈마 내부에 생성된 helicon wave 의 고유한 특성을 이용한 장치이다.[17] helicon wave 는 Whistler wave 가 자화된 일정 크기의 chamber 내에 구속되어 전파된다. Helicon plasma etcher 는 ECR plasma etcher 에 비해 약한 자기장 (200~1000 G)의 자장을 이용하며 수 십배에 다달하는 고밀도 플라즈마를 생성한다. 하지만 역시 확산 chamber 가 필요하며 대면적화에 어렵다.

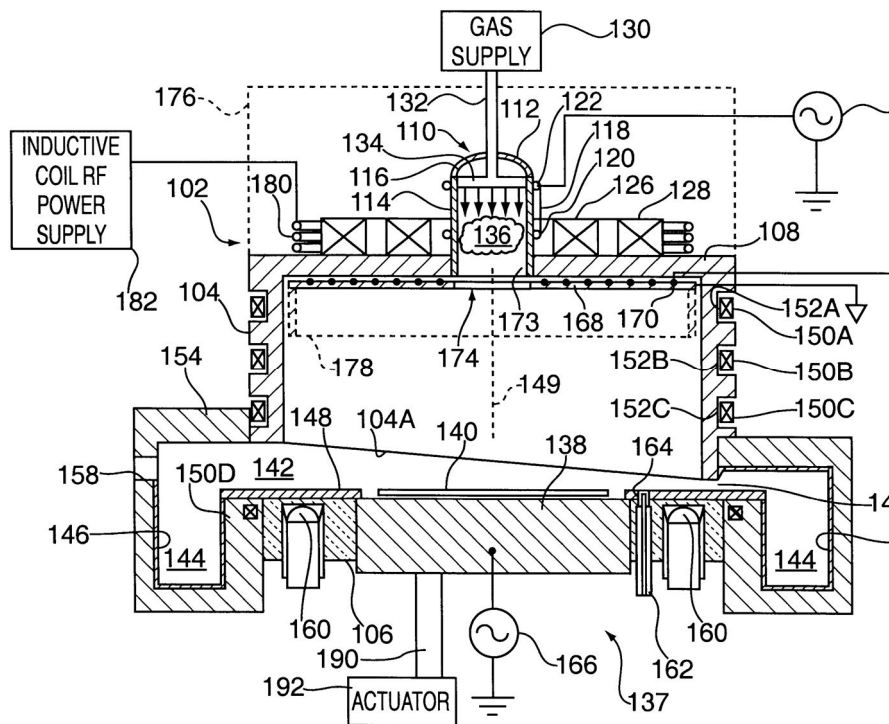


그림 2.3.3. Helicon plasma etcher 의 구조.[23]

상기의 장비들을 활용할 경우 고밀도 플라즈마를 형성할 수 있으나 확산 거리나 확산 chamber 의 필요성에 의해 대면적화가 어렵다는 단점이 있다.

2.4 M-ICP 에 대한 선행 연구.

2.3 장에서 살펴본 장비들을 통해 자장을 이용한 고밀도 플라즈마의 가능성을 확인하였으나 대면적화 및 상용화에는 문제가 있다. 이에 비해 다른 고밀도 플라즈마 후보의 하나인 magnetized inductively coupled plasma (M-ICP) 장비는 앞 장의 장비들에 비해 구조가 간단하며 대면적화가 용이하다는 장점이 있다. [24][25][26] 그러나 ECR 플라즈마나 헬리콘 플라즈마와 같이 자장을 사용하는 시스템에 비해 동작 압력이 높고, 저압에서 전력 전달 효율이 감소하며 [27] 시스템의 높은 Q 값 (Quality factor)[27] 때문에 임피던스 매칭 (impedance matching) 이 불안정하고, 플라즈마로의 전력 전달 영역이 표피 효과 (skin effect) 에 의해 매우 제한적이며, 안테나에 인가되는 높은 전압에 의한 용량 결합 성분 때문에 발생하는 유전체 RF window 의 스퍼터링이 존재하며 이를 제거하기 위해 faraday 차폐를 사용할 경우 전력 전달 효율이 더 나빠지며, 사용하는 가스의 친화도가 높아 음이온이 많이 생성되는 경우는 이러한 단점이 더 악화된다는 문제점들이 있다.[13] 이러한 문제점을 가지고 있는 유도 결합 플라즈마에 자장을 인가함으로써 기존의 문제점을 개선한 장비에 대한 제안과 선행 연구가 진행되었다. J. E. Stevens 는 1995년 평판형 안테나에 13.56 MHz 의 RF 를 인가한 helicon 플라즈마를 제안했으며 이를 통해 고밀도 플라즈마와 전력 전달 효율을 확인하였다. [28] R. H. Cohen 은 1996년 [29][30] 수치해석 결과를 통해 유도 결합 플라즈마에 자장을 인가한 형태의 장비를 실험 하였으며 이를 통해 비충돌성 가열을 통해 전력 전달 효율의 증가를 확인하였다. 같은 해에 본 연구실의 이호준 박사에 의해 실제 제작된 아래의 그림과 같은 약 자장이 인가된 평판형 유도 결합 플라즈마에서 자장이 인가되지 않았을 때에 비교하여 전력 전달 효율의 증가와 저압에서의 전력 전달효율의 증가, Q 값의 저하로 인한 임피던스 매칭의 안정화 등을 실험적으로 확인하였다. [31]

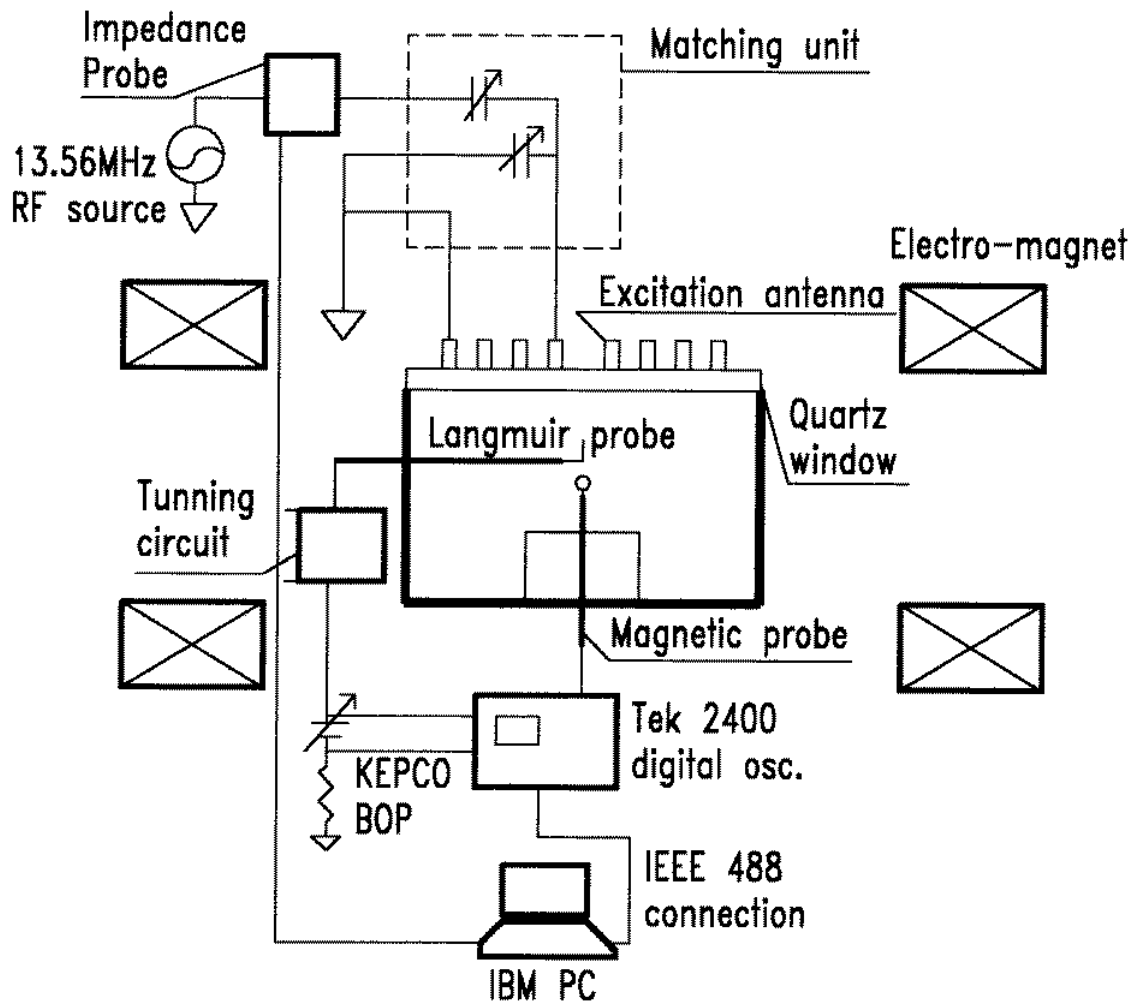


그림 2.4.1. 자장이 인가된 ICP. [31]

이후 약 자장이 인가된 유도 결합 플라즈마의 플라즈마 특성과 식각 특성에 대한 연구가 이루어져왔다. 이에 대해 몇 가지 논문을 소개하면 본 연구실의 이호준 박사는 식각 가스를 이용한 저압 플라즈마에서 자장의 크기에 따른 SiO_2 와 Si 의 식각 선택비 특성에 대해 실험하였다. [32] T. Lho 는 Langmuir probe 와 magnetic probe 측정을 통해 낮은 자장이 인가되었을 경우, 플라즈마 내의 helicon wave 의 축 방향 진행에 대한 결과를 확인하였다. 또한 자장의 인

가에 따른 mode 변화에 대해 설명하였다. [33] 수치해석적인 이해에 대해서도 연구가 이루어졌으며 S. S. Kim 은 자장이 인가되었을 때 플라즈마 내에 R-wave 에 의한 전자 가열을 수치해석을 이용하여 확인하였다. [34] 본 연구실 이외에도 앞에서 언급한 T. Lho [33] 를 비롯한 H. Y. Lee [35] 등의 다른 연구 그룹에 의해서도 M-ICP 의 가능성에 대해 확인되었다.

2.5 차세대 반도체 공정과 M-ICP의 적용 및 선행 연구.

차세대 반도체 공정은 반도체 소자의 고속화, 고집적화가 이루어지고 있으며 생산 효율을 늘리기 위해 wafer의 대면적화가 이뤄지고 있다. 차세대 반도체 공정에 맞추기 위해 필요한 플라즈마 소스의 요구 조건으로는 우선 수 mTorr 이하의 고진공에서 고밀도 플라즈마 이어야 하며 고진공 환경에서 안정적으로 구동되어야 한다. 또한 광학적, 물리적, 전기적으로 공정 데미지가 적어야 한다. 그리고 대면적 소스로서 균일도 역시 높아져야 한다. 이러한 공정 요구 사항에 대해 많은 시도와 연구가 이뤄지고 있다. CCP 타입의 장비는 ICP 타입 장비 및 microwave 등의 다른 장비에 비해 균일도 면에서 이점이 있으나 플라즈마 밀도가 낮은 단점이 있다. 이를 극복하기 위해 앞에서 언급한 부분과 같이 VHF를 이용하거나[20] 다중 주파수를 이용하여 고밀도 플라즈마를 얻는 시도들[19]이 이루어지고 있으나 standing wave 현상으로 인한 균일도의 문제나 메칭 문제 등이 발생된다. Microwave 플라즈마 및 ICP 장비에도 대면적 고밀도 플라즈마 공정에 적용하려는 시도가 있었다. Microwave 장비의 경우 안테나에 array pattern slot을 적용하여 설계하거나[36] travelling wave linear source를 이용하여[37] 대면적 플라즈마의 균일도를 확보하려는 시도가 있었다. 하지만 slot array antenna의 경우 플라즈마 밀도와 충돌 주파수와 같은 조건에 따라 안테나 설계를 정밀하게 해야 하며 면적이 늘어날수록 제작 비용이 매우 비싸다는 문제가 발생한다. 또한 travelling wave를 이용한 장비에 경우 적절한 power distribution에 어려움이 있다.[38]

ICP 장비의 경우는 안테나의 설계로 대면적 플라즈마의 균일도를 확보하려는 연구가 이루어져 왔으나 이러한 시도도 앞에서 언급한 ICP 장비 특유의 단점을 극복하지는 못하였다. 본 연구실에서는 ICP의 이러한 문제를 자장을 인가함으로써 상당 부분 해결한 M-ICP 장비를 대면적 플라즈마 공정에 적용하려는 연

구가 진행되었다. 본 연구실의 정희운 박사는 대면적 M-ICP의 자장 설계와 식각 특성 중 RIE Lag 특성에 대한 연구를 진행하였다.[39] 또한 M-ICP 장비의 대면적화에 따라 플라즈마 특성과 식각의 균일도 및 자장의 조건에 따른 instability의 문제가 제시되었다. 그러나 flute instability를 실제로 측정하고 이와 균일도의 상관관계를 입증한 연구는 아직 진행된 바 없다. 이에 본 논문에서는 기존 연구를 통해 언급된[39] 자장 분포에서 자장 조건에 따라 대면적 플라즈마의 균일도에 영향을 줄 수 있는 flute instability에 대한 측정과 이를 개선하기 위한 자장의 조건에 대해 확인하였다. 또한 자장의 기울기와 세기에 따른 플라즈마 특성과 식각 특성 및 데미지 특성을 확인함으로써 기존의 M-ICP 장비의 고밀도 저 이온 에너지 특성을 가지며 고 균일도 특성을 얻은 결과를 확인하였다.

2.6 ICP 의 동작 원리.

일반적인 Inductively coupled plasma 의 플라즈마 내에서 상대 유전율은 다음과 같이 나타낼 수 있다.[40]

$$\epsilon_p = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.6.1)$$

여기에서 ω_p 는 플라즈마 주파수로 $\omega_p = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m}}$ 로 나타낼 수 있다.

위의 유전율을 전자기파의 dispersion relation 에 대입하면 다음과 같이 플라즈마 내에서 전자기파의 위상속도를 구할 수 있다.

$$\frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2}} \quad (2.6.2)$$

$\omega < \omega_p$ 인 고밀도 플라즈마의 경우, ω/k 가 허수가 된다. 여기에서 ω 는 외부 요인으로 플라즈마에 인가되는 RF 의 주파수로 실수이다. 이 때문에 k 가 순 허수임을 알 수 있다. $k = i/\delta$ 라 하면 $e^{ik \cdot r} = e^{-r/\delta}$ 의 형태가 된다. 충분한 고밀도 조건 즉, $\omega_p^2 \gg \omega^2$ 가 만족 할 경우는 식 (2.6.2)에 의해 다음이 얻어지게 된다.

$$\delta = \frac{c}{\omega_p} \quad (2.6.3)$$

이를 플라즈마 투과 깊이 (plasma skin depth) 라고 한다. 앞의 내용을 물리적으로 설명하면 우선 ω_p 는 전자 집단 운동의 응답속도 한계를 의미한다. 주파수 ω 가 ω_p 보다 낮을 경우, 전자는 파동에 반응하고 다시 말하면 파동이 전자를 운동시킨다. 이러한 전자의 운동을 통해 파동의 전기장이 차폐되며 전자기파가 플라즈마 내부로 진행할 수 없다는 것을 의미한다.

2.7 M-ICP 의 동작 원리

자장이 인가되지 않은 플라즈마의 경우, 2.6 장에서 설명한 바와 같이 안테나에 인가된 RF 에 의한 시변 전계와 자계는 플라즈마 투과 깊이 효과에 의해 플라즈마 내부에 깊이 침투하지 못한다. 즉, 플라즈마 투과 깊이에서의 전력 전달만이 일어나게 된다.

이에 비해 외부의 자장이 인가된 경우, 진행파의 파장이 짧아지거나 자장에 의해 파동의 진행 방향과 자장의 방향과의 각도에 따라 전파되는 주파수가 변화하는 등 복잡한 현상이 일어난다. 이로 인해 다양한 파동들이 플라즈마 내부에 침투할 수 있게 되고 특정 조건이 만족되는 경우, 전력 전달 효율이 높아져 고밀도의 플라즈마를 얻을 수 있다.[13][40]

우선 자장이 인가된 경우에 플라즈마 내부의 파동 특성을 확인하기 위해 저온 플라즈마에서 전자의 운동방정식을 살펴보면 다음과 같다.

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - m\mathbf{v}_{en}\mathbf{v} \quad (2.7.1)$$

여기에서 \mathbf{v}_{en} 은 전자가 중성 입자 또는 이온과의 충돌하는 주파수를 의미한다. 이 식으로부터, 플라즈마 매질의 전도도 텐서 (conductivity tensor) 또는 유전율 텐서 (dielectric tensor)를 구하면 다음과 같다.

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \frac{\mathbf{v}_{en} + i\omega}{(\mathbf{v}_{en} + i\omega)^2 + \omega_{ce}^2} & -\frac{\omega_{ce}^2}{(\mathbf{v}_{en} + i\omega)^2 + \omega_{ce}^2} & 0 \\ \frac{\omega_{ce}^2}{(\mathbf{v}_{en} + i\omega)^2 + \omega_{ce}^2} & \frac{\mathbf{v}_{en} + i\omega}{(\mathbf{v}_{en} + i\omega)^2 + \omega_{ce}^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\mathbf{v}_{en} + i\omega} \end{pmatrix} \quad (2.7.2)$$

$$\boldsymbol{\epsilon} = \mathbf{I} - i \frac{\boldsymbol{\sigma}}{\omega \epsilon_0} \quad (2.7.3)$$

여기에서 ω_{ce} 는 전자의 사이클로트론 주파수 (cyclotron frequency)로 $\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e}$ 로 나타낼 수 있다.

플라즈마 내부에서 파동 방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.7.4)$$

이 파동 방정식과 앞에서 주어진 유전 텐서를 이용하여 플라즈마 내부에 진행하는 파동의 dispersion relation 을 구할 수 있다.

자장에 평행하게 진행하는 횡파의 경우 dispersion relation 식은 다음과 같이 주어진다.

$$k = \frac{\omega}{c} \left\{ 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega_{ce} \mp \omega)} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.7.5)$$

이 수식에서의 부호는 각각 R-wave (right circular polarization wave) 와 L-wave (left circular polarization wave) 를 의미한다. R-wave 와 L-wave 의 dispersion relation 은 아래의 그래프와 같이 나타난다.

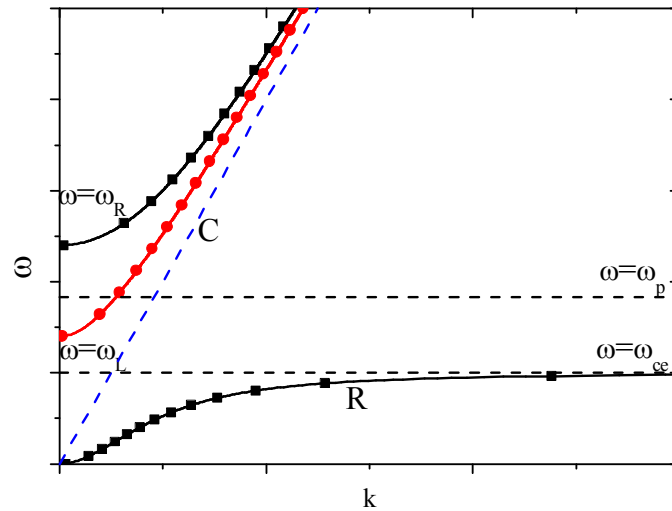


그림 2.7.1. 자장과 파동이 평행할 때 dispersion relation.

Dispersion relation 에서 볼 수 있듯이 R-wave 는 주파수가 ω_R 일 때, L-wave 는 주파수가 ω_L 을 가질 때 cut-off 주파수를 가지며, 이때 파동은 반사된다. R-

wave 와 L-wave 의 cut-off 주파수는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\omega_R = \frac{\omega_{ce}}{2} \left\{ \left(1 + 4 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \right)^{\frac{1}{2}} + 1 \right\} \quad (2.7.6)$$

$$\omega_L = \frac{\omega_{ce}}{2} \left\{ \left(1 + 4 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right\} \quad (2.7.7)$$

R-wave 의 경우, ω_{ce} 의 주파수에서 k 값이 무한대를 가지는 resonance 주파수를 가진다. 이 때, 파동은 전자에 의해 흡수 된다. R-wave 에서는 L-wave 와 달리 아래의 그림과 같이 변화하는 편광 된 전기장의 방향과 전자의 회전 방향이 일치한다. 인가된 주파수가 전자의 사이클로트론 주파수와 일치할 때 전자가 가속되는 방향으로 지속적으로 전기장이 형성되기 때문에 파동은 전자에 의해 흡수된다.[17]

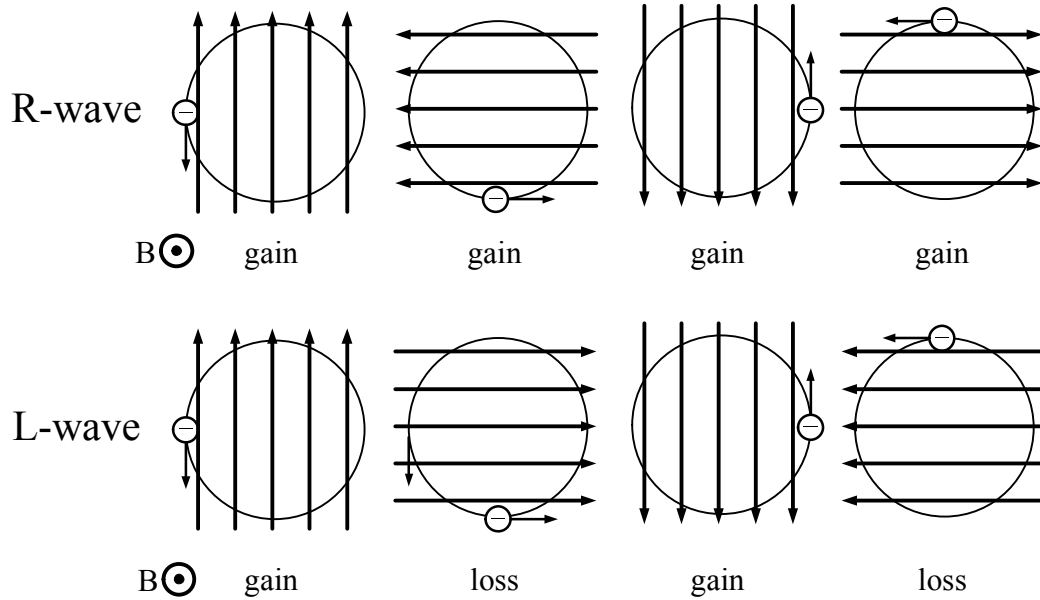


그림 2.7.2. R-wave 와 L-wave 에서 전기장의 방향 변화와 전자 가속의 차이.[17]

R-wave 에 의한 전자의 가속, 즉 wave heating 을 이용하여 플라즈마에 인가되

는 전력 전달 효율을 증가시킬 수 있으며 플라즈마의 밀도를 높일 수 있다.[1][39] 우리가 실제로 실험에 사용하는 RF 의 주파수는 $\omega_{ci} \ll \omega \leq \omega_{ce} \ll \omega_{pe}$ 의 영역에 있으므로 낮은 영역에 주파수가 존재하고 이 resonance 주파수를 이용할 수 있다.[13]

제 3 장 플라즈마 특성 측정 장비의 원리 및 제작

3.1 Langmuir probe

플라즈마의 특성을 측정할 때 가장 많이 사용되는 플라즈마 변수는 밀도와 전자 온도이다. 이 두 가지를 가장 쉽게 측정할 수 있는 장비가 Langmuir probe 이다. Langmuir probe 는 Single Langmuir Probe (SLP), Double Langmuir Probe (DLP) 가 있다. 이 두 가지 probe 는 플라즈마에 노출 된 금속 탐침에 전압을 가하고 플라즈마의 영향을 확인하여 플라즈마 변수를 계산하는 점에서 같다.

SLP 는 하나의 탐침으로 구성된 Langmuir probe 로 플라즈마에 노출된 탐침에 접지 대비 전압을 가하여 측정된 전류 값을 통해 밀도, 전자 온도, Electron Energy Distribution Function (EEDF), 플라즈마 전위 등의 변수를 계산한다.

DLP 는 두 개의 탐침으로 구성된 Langmuir probe 로 SLP 와 마찬가지로 플라즈마에 노출된 탐침 사이에 전압을 가하여 측정된 전류 값을 통해 밀도, 전자 온도를 측정한다.

3.1.1 Single Langmuir probe 의 원리 및 측정

SLP 는 플라즈마에 하나의 탐침을 넣고 장비 벽 대비하여 전압을 가하면서 얻어 낸 전류 값을 측정해서 V-I curve 를 얻어내고 이를 분석하여 전자 밀도, 전자 온도, Electron Energy Distribution Function (EEDF), 플라즈마 전위 등을 계산한다. 이러한 플라즈마 변수를 계산하는 방법은 F. F. Chen 의 논문들로 검증되었으며 이에 대해 간단히 설명하려 한다.[41][42][43]

우선 측정을 통해 얻어낸 V-I curve 는 아래의 그림과 같다.

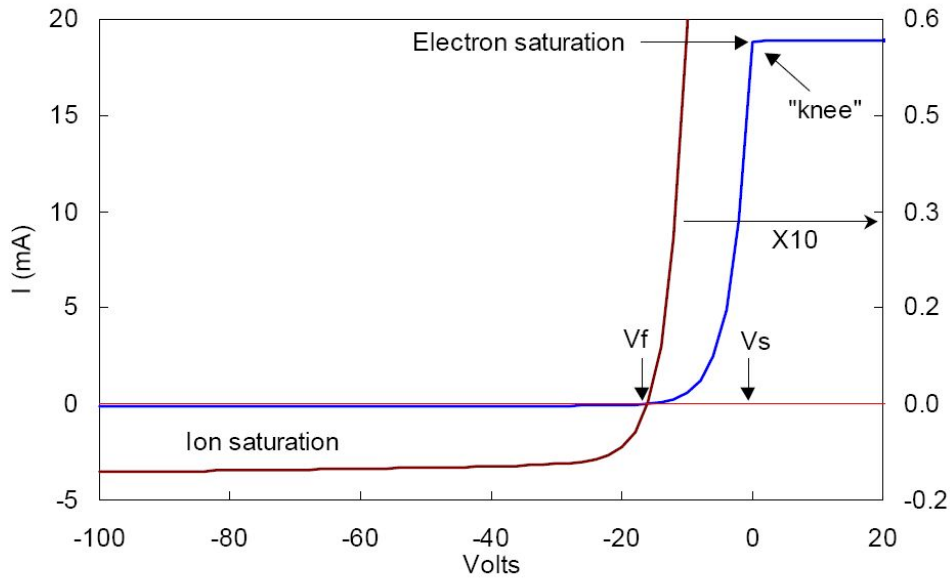


그림 3.1.1. SLP 로 측정된 이상적인 V-I curve 의 예.[43]

측정을 통해 얻어진 V-I curve 는 왼쪽부터 ion saturation region, transition region , electron saturation region 의 세 영역으로 나누어 진다. 각각의 영역은 이온 전속과 전자 전속이 같은 양을 갖는 전위인 floating potential ($\Phi_{floating}$), 장비 벽 대비 플라즈마의 전위를 의미하는 plasma potential (Φ_{plasma}) 를 기준으로 나뉜다.

Ion saturation region 는 이온 전류가 포화된 영역으로 탐침에 가해진 전압으로 인해 전자 전류가 거의 없는 영역이다.

Electron saturation region 또한 마찬가지로 전자 전류가 포화된 영역으로 이상적으로는 위의 그림과 같이 전자 포화 전류가 증가하지 않아야 하지만 실제 측정의 경우, 탐침에 인가된 전압에 의해 탐침 위 쉬스의 두께가 증가하기 때문에 knee point 이후에도 전류의 값이 증가하게 된다.

Ion saturation region 과 electron saturation region 의 중간 영역인 transition region

은 이온 전류와 전자 전류가 포화 되지 않은 영역이다. 이 영역에서 이온 전류와 전자 전류의 값은 전자가 Maxwellian-Boltzmann distribution 을 가지고 이온이 Bohm criteria 를 따른다고 할 때 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$I_e = \frac{1}{4} n_e \bar{v}_e e \frac{e(V_{\text{probe}} - V_{\text{plasma}})}{kT_e} A \quad (3.1.1)$$

$$I_i = n_i e^{\frac{1}{2}} v_B A \quad (3.1.2)$$

여기에서,

e : 전자의 charge ($1.60217657 \times 10^{-19}$ C)

n_e : 탐침 근처의 전자 밀도

\bar{v}_e : 전자의 평균 속도 ($\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}$)

v_B : Bohm 속도 ($v_B = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}$)

A : 탐침 근처의 쉬스 면적

이다.

플라즈마 전위는 V-I curve 에서 transition region 과 electron saturation region 의 경계로 knee point 로 측정 할 수 있다. 하지만 아래의 그림과 같이 실제 측정된 C-I curve 에서는 knee point 가 확연하게 구별되지 않는다.

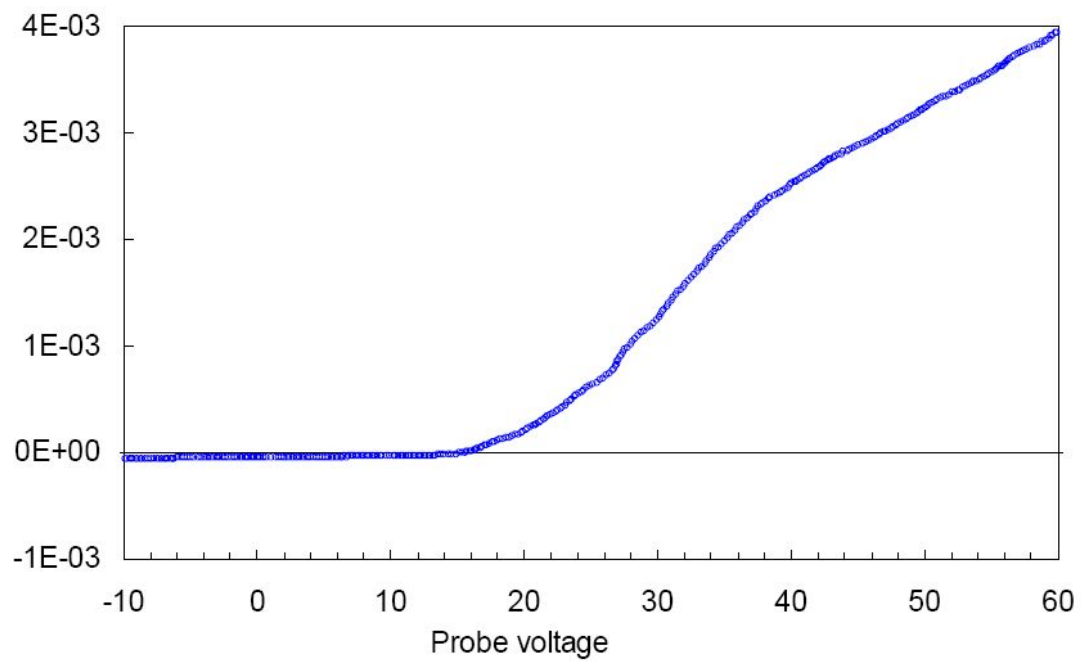


그림 3.1.2. SLP 로 측정된 V-I curve 의 예. [43]

F. F. Chen 에 의하면, 아래와 같이 전압에 대해 미분한 값이 가장 낮은 점의 전압으로 측정할 수 있다.[43] 실제 knee point 와는 다를 수 있으나 큰 차이가 없으므로 작은 오차로 플라즈마 전위를 얻을 수 있다.

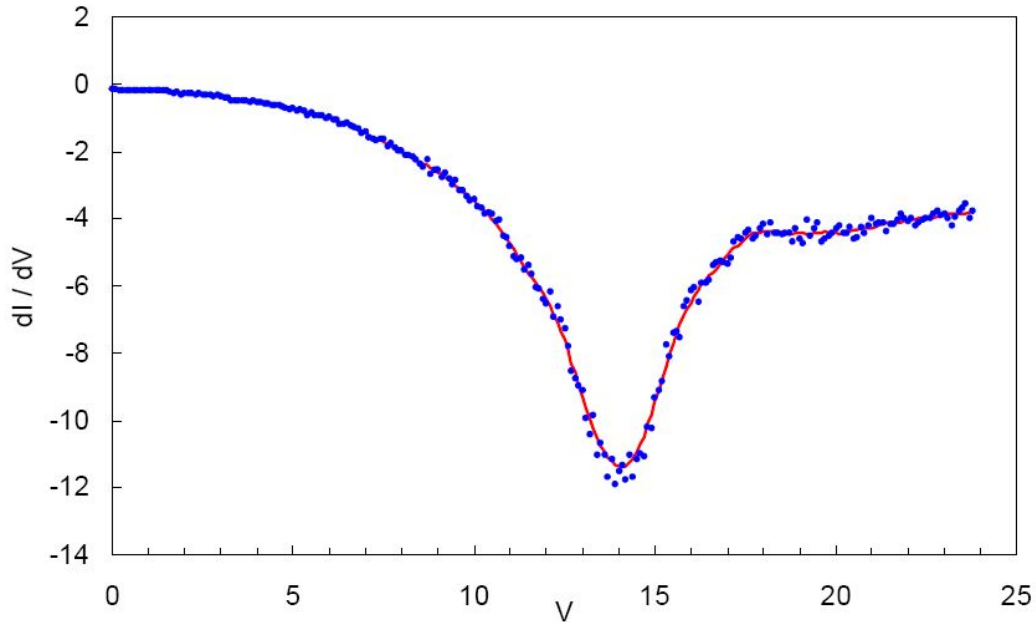


그림 3.1.3. 미분한 전류 값 그래프. [43]

Floating potential 은 전자 전류와 이온 전류가 같아지는 전위로 V-I curve 에서 전류 값이 0 이 되는 전압 값으로 계산할 수 있다.

전자 온도의 측정은 두 가지 방법을 통해 얻고자 한다. 우선 첫 번째 방법은 transition region 에서 하게 된다. Transition region 에서 전자 전류의 식은 (3.1.1) 과 같다. 이 수식에 자연 로그를 취하게 되면 아래와 같이 전압에 대한 일차 식이 된다.

$$\ln I_e = \frac{e(V_{\text{probe}} - V_{\text{plasma}})}{kT_e} + \ln \left(\frac{1}{4} e n_e \bar{v}_e A \right) \quad (3.1.3)$$

외삽법 (extrapolation) 을 이용하여 V - ln (I) curve를 선분으로 fitting 하고 이 선분의 기울기의 역수를 이용하여 전자 온도를 측정할 수 있다. 아래의 그림은 V - ln (I) curve 와 fitting 된 선분의 예시이다.

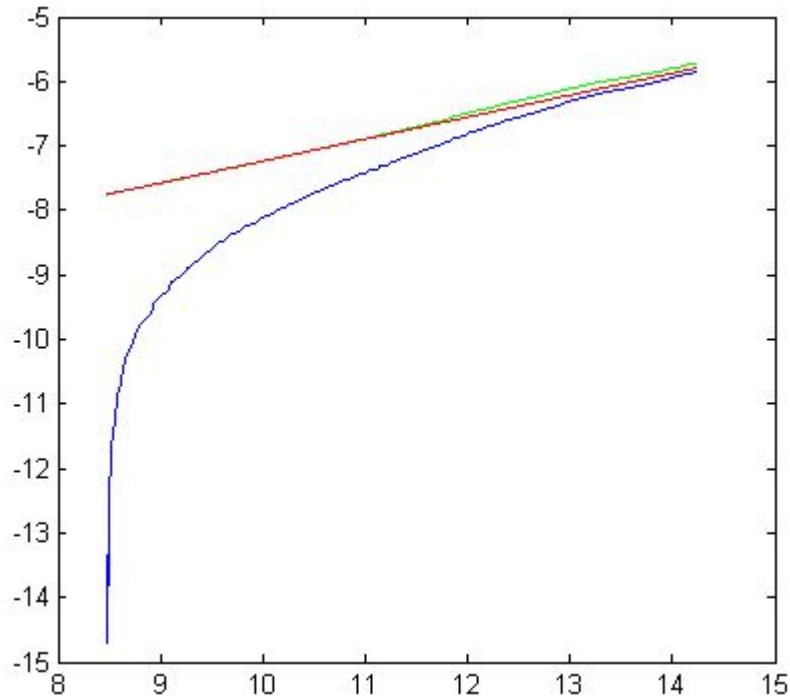


그림 3.1.4. $V - \ln(I)$ curve 와 fitting 된 선분의 예.

앞에서 설명한 것과 같이 transition region 에는 전자 전류뿐 아니라 이온 전류도 같이 존재하는 영역이다. 이 때문에 이 방법에는 이온 전류에 의한 오차가 발생할 수 있다. 위의 그림에서 초록 색으로 표시된 데이터는 뒤에 설명 될 이온 전류의 추측 값을 더하여 계산 된 전자 전류의 값이다. 이를 외삽법을 통해 구한 선분과 비교하였을 때 거의 같은 모습을 보이고 있다.

플라즈마 밀도의 측정은 F. F. Chen 의 설명에 따르면 $V-I$ curve 에서 얻을 수 있는 많은 부분이 있다. 이 중에서 가장 오차가 작은 방법을 찾으면 ‘floating potential method’ 이다. 이 방법은 ion saturation region 에서 측정 된 이온 포화 전류를 외삽법으로 fitting 하여 얻고 floating potential 에서의 이온 포화 전류의 값을 계산하여 $I_i(\Phi_{\text{floating}})$ 를 구한다. 이렇게 얻어진 $I_i(\Phi_{\text{floating}})$ 과 앞에서 얻어

진 전자 온도를 이온 전류 식에 대입하여 이온 밀도를 계산한다.

(3.1.2) 식은 쉬스 경계에서의 이온 선속으로 계산된 이온 전류로서 탐침에 형성된 쉬스의 면적 A 는 $R_{\text{probe}} + d_{\text{sheath}}$ 의 반지름을 가지는 원통의 옆면이다. 쉬스의 면적은 $A = 2\pi(R_{\text{probe}} + d_{\text{sheath}})L_{\text{probe}}$ 로 나타내진다. 탐침의 반지름이 길이에 비해 매우 작다고 가정할 때 탐침 위 면의 면적은 무시할 수 있다. 실제로 우리가 실험에 사용한 탐침의 경우 길이는 4.5 mm 이며 반지름은 0.1675 mm 이므로 탐침 위 면의 면적을 무시할 수 있다. 이 수식을 이용하여 이온 밀도에 대해 정리하면 다음의 수식과 같다.

$$n_i = \frac{I_i(\Phi_{\text{floating}})}{ev_B e^{-\frac{1}{2}2\pi(R_{\text{probe}}+d_{\text{sheath}})L_{\text{probe}}}} \quad (3.1.4)$$

여기에서 $e^{-\frac{1}{2}}$ 항은 bulk plasma 에서 이온의 밀도와 쉬스와 pre-sheath 의 경계에서 이온의 밀도 차이에 의해 생기는 항이다. 이온이 Boltzmann distribution 을 가지고 있다고 하면 다음의 수식에 따라 생기게 된다.

$$n_s = n_0 e^{-\frac{m_i v^2}{2kT_e}} \quad (3.1.5)$$

쉬스와 pre-sheath 의 경계에서 이온의 속도는 Bohm criteria 를 만족하므로 속

도는 Bohm 속도 $v_B = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}$ 를 가진다. 이를 대입하면 다음과 같다.

$$n_s = n_0 e^{-\frac{m_i \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}^2}{2kT_e}} = n_0 e^{-\frac{1}{2}} \quad (3.1.6)$$

또한 d_{sheath} 는 쉬스의 두께로 Child-Langmuir law 에 의해 다음과 같이 계산된다.

$$d_{\text{sheath}} = \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_{Ds} \left(\frac{-2e(V_{\text{plasma}} - V_{\text{probe}})}{kT_e} \right)^{3/4} \quad (3.1.7)$$

여기에서 탐침의 전압은 floating potential 이므로 floating wall 에서의 전압 조건

은 다음의 식과 같이 나타내어진다.

$$\Phi_{\text{plasma}} - \Phi_{\text{floating}} = -\frac{kT_e}{e} \frac{1}{2} \ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right) \quad (3.1.8)$$

λ_{Ds} 는 쉬스와 pre-sheath 경계에서의 debye length 로 다음과 같이 계산된다.

$$\lambda_{Ds} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{n_s e^2}} = e^{\frac{1}{4}} \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{n_0 e^2}} \quad (3.1.9)$$

이 수식을 d_{sheath} 식에 대입하면 아래의 수식과 같이 정리된다.

$$\begin{aligned} d_{\text{sheath}} &= \frac{\sqrt{2}}{3} e^{\frac{1}{4}} \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{n_0 e^2}} \left\{ \frac{-2e \left[-\frac{kT_e}{e} \frac{1}{2} \ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right) \right]}{kT_e} \right\}^{\frac{3}{4}} \\ &= \frac{\sqrt{2}}{3} e^{\frac{1}{4}} e^{-1} (\epsilon_0 kT_e)^{\frac{1}{2}} \left(\ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right) \right)^{\frac{3}{4}} \frac{1}{\sqrt{n_i}} = \alpha \frac{1}{\sqrt{n_i}} \quad (3.1.10) \\ \alpha &= \frac{\sqrt{2}}{3} e^{\frac{1}{4}} e^{-1} (\epsilon_0 kT_e)^{\frac{1}{2}} \left(\ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right) \right)^{\frac{3}{4}} \end{aligned}$$

여기에서 계산 상의 편의를 위해 $d_{\text{sheath}} = \alpha \frac{1}{\sqrt{n_0}}$ 로 치환한다. 이 수식을 대입하고 근의 공식을 이용하여 n_i 를 구하면 다음과 같이 계산된다.

$n_i =$

$$\frac{e^{\frac{1}{2}} R_{\text{probe}} I_i(\Phi_{\text{floating}}) + \pi \alpha^2 e L_{\text{probe}} v_B \pm \sqrt{2\pi e^{\frac{1}{2}} \alpha^2 e R_{\text{probe}} L_{\text{probe}} v_B I_i(\Phi_{\text{floating}}) + \pi^2 \alpha^4 e^2 L_{\text{probe}}^2 v_B^2}}{2\pi e R_{\text{probe}}^2 L_{\text{probe}} v_B} \quad (3.1.11)$$

이 수식에서 $I_i(\Phi_{\text{floating}})$ 은 floating potential 을 인가한 탐침에 입사하는 이온 전류이므로 floating potential 에서의 이온 전류를 구하여야 한다.

실제 cylinder 형 탐침의 경우 이온 전류가 $(V_{\text{plasma}} - V_{\text{probe}})^{3/4}$ 에 비례한다. 이는 Child-Langmuir law 에 의한 것으로 쉬스의 두께가 (3.1.7) 수식과 같이 $(V_{\text{plasma}} - V_{\text{probe}})^{3/4}$ 에 비례하기 때문에 면적 또한 $(V_{\text{plasma}} - V_{\text{probe}})^{3/4}$ 에 비례한다. 이 때문에 이온 전류와 $(V_{\text{plasma}} - V_{\text{probe}})^{3/4}$ 가 비례하게 된다. (실제

플라즈마 쉬스의 면적은 측면의 면적 $2\pi(R_{\text{probe}} + d_{\text{sheath}})L_{\text{probe}}$ 와 위쪽 면적 $\pi(R_{\text{probe}} + d_{\text{sheath}})^2$ 의 합이지만 쉬스의 두께가 탐침의 반지름에 비해 크며 탐침의 길이 또한 반지름에 비해 길어서 무시 할 수 있다.)

Ion saturation region 에서는 아래의 그림과 같이 floating potential 에서 먼 쪽으로 갈수록 전자 전류의 영향을 덜 받기 때문에 먼 영역에서 외삽법을 이용하여 $(V_{\text{plasma}} - V_{\text{probe}})^{3/4}$ 에 fitting 한다.

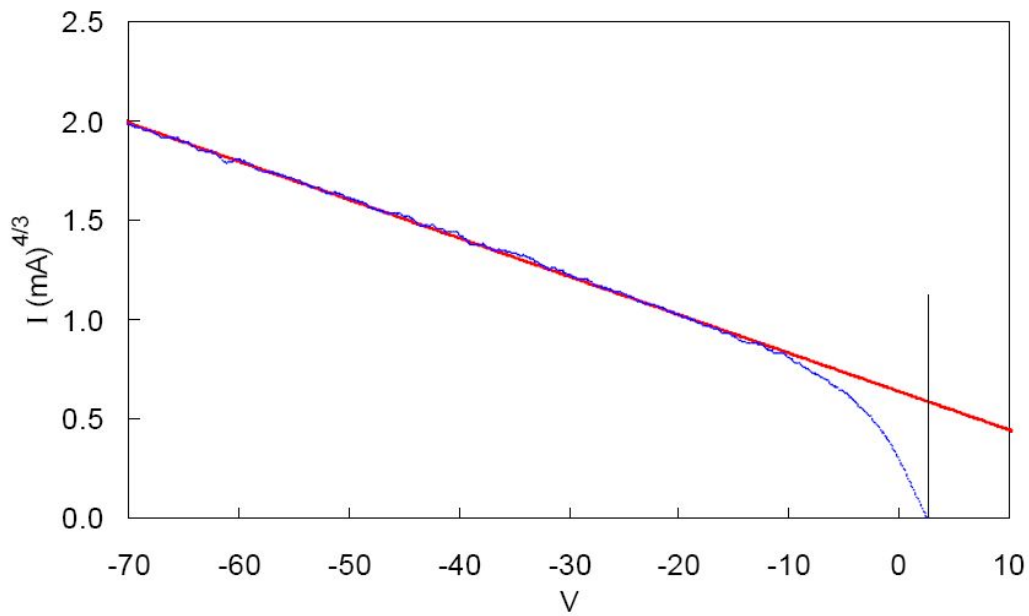


그림 3.1.5. Ion saturation region 에서 fitting 된 모습. [43]

이렇게 얻어진 이온 전류의 floating potential 에서의 값 $I_i(\Phi_{\text{floating}})$ 과 앞에서 얻어진 전자 온도를 (3.1.11) 식에 대입하여 이온 밀도를 구할 수 있다.

F. F. Chen 의 비교에 의하면, $(V_{\text{plasma}} - V_{\text{probe}})^{3/4}$ 에 비례하게 fitting 하여 얻은 이온 전류를 이용하여 계산한 이온 밀도가 다른 fitting 함수를 이용하여 구한 이온 밀도보다 실제 이온 밀도와 가까운 모습을 보인다. 이 실제 이온 밀도는 microwave 를 이용하여 측정한 밀도이다.

Electron energy probability function (EPPF) 를 구하기 위해 우선 Electron energy distribution function (EEDF) 를 먼저 구해야 한다. EEDF 는 측정된 전류 신호에 앞에서 구한 이온 전류를 빼서 얻은 전자 전류에 다음의 수식을 이용하여 전압으로 이차 미분 한 전류로부터 구한다.[44][45][46][47]

$$f(E)|_{E=-eV} = \frac{4}{A_{\text{probe}}e^2} \left(\frac{m_e(V_{\text{plasma}} - V_{\text{probe}})}{2e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{d^2 I_e}{d(V_{\text{plasma}} - V_{\text{probe}})^2} \quad (3.1.12)$$

여기에서 A_{probe} 는 탐침의 면적으로 $A_{\text{probe}} = 2\pi R_{\text{probe}} L_{\text{probe}} + \pi R_{\text{probe}}^2$ 이다. 또한 EEDF 와 EPPF 의 x 좌표는 에너지로 단위는 eV 이다. 여기에서 $V = V_{\text{plasma}} - V_{\text{probe}}$ 이다.

EPPF 는 EEDF 에 $(V_{\text{plasma}} - V_{\text{probe}})^{-\frac{1}{2}}$ 를 곱해서 구한다.

$$f_P(E)|_{E=-eV} = (V_{\text{plasma}} - V_{\text{probe}})^{-\frac{1}{2}} f(E) = \frac{4}{A_{\text{probe}}e^2} \left(\frac{m_e}{2e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{d^2 I_e}{d(V_{\text{plasma}} - V_{\text{probe}})^2} \quad (3.1.13)$$

EEDF 의 단위는 $m^{-3} \cdot eV^{-1}$ 이다. 이 EEDF 의 아래 면적은 전자 밀도와 같다. EPPF 의 단위는 $m^{-3} \cdot eV^{-\frac{3}{2}}$ 이며 EPPF 의 기울기는 전자가 Maxwellian distribution 이나 Bi-Maxwellian distribution 을 따를 때 전자 온도의 역수이다. 전자의 분포는 보통 Maxwellian distribution 이나 Bi-Maxwellian distribution 또는 Druyvesteyn distribution 을 따른다. 아래의 그림은 Maxwellian distribution 과 Druyvesteyn distribution 으로 fitting 한 EEDF 의 예이다.[48]

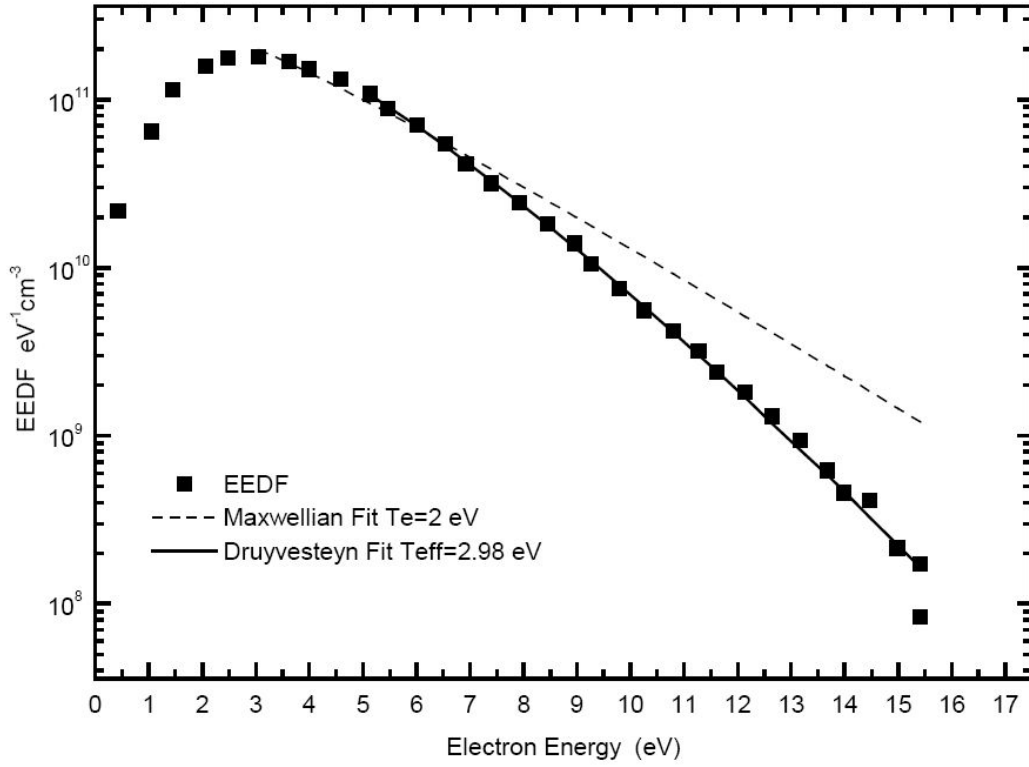


그림 3.1.6. Maxwellian distribution 과 Druyvesteyn distribution 으로 fitting 한 EEDF
[49].

Maxwellian distribution 은 다음과 같은 분포를 따른다.[50]

$$f_M(\varepsilon) = n_e \frac{1}{(kT_e)^{3/2} \sqrt{\pi}} e^{-\frac{\varepsilon}{kT_e}} \quad (3.1.14)$$

$$f_D(\varepsilon) = n_e A_D \varepsilon^{1/2} e^{-B_D \left(\frac{\varepsilon}{kT_e}\right)^2} \quad (3.1.15)$$

여기에서

$$A_D = \frac{4 \left[\Gamma\left(\frac{1}{4}\right) \right]^4}{\pi (12\sqrt{2}\pi kT_e)^{3/2}}$$

$$B_D = \frac{\left[\Gamma\left(\frac{1}{4}\right)\right]^4}{72\pi^2} \approx 0.243$$

이며 $\Gamma(n)$ 은 gamma function 이다.

그러므로 Druyvesteyn distribution 은 다음의 식으로 나타낼 수 있다.

$$f_D(\varepsilon) = n_e \frac{0.5648}{(kT_e)^{\frac{3}{2}}} \varepsilon^{\frac{1}{2}} e^{-0.243\left(\frac{\varepsilon}{kT_e}\right)^2} \quad (3.1.16)$$

Druyvesteyn distribution 은 전자 온도가 이온 및 중성 입자의 온도보다 매우 클 때 나타난다.[49]

3.1.2 Double Langmuir probe 의 원리 및 측정

DLP 의 경우 SLP 에 비해 플라스마에 small current drain 을 제공한다는 점에서 이점이 있다. 이는 SLP 에 비해 플라스마에 영향이 적다는 점을 의미하며 작은 오차를 제공한다는 점을 알 수 있다. 또한 이온 전류는 자장의 영향을 전자에 비해 덜 받기 때문에 자장이 존재하는 실험의 경우 SLP 에 비해 더 정확한 결과를 낼 수 있다.[51]

이러한 이점이 있는 DLP 와 각 탐침을 통해 들어오는 전류는 다음의 그림과 같이 나타낼 수 있다.[52]

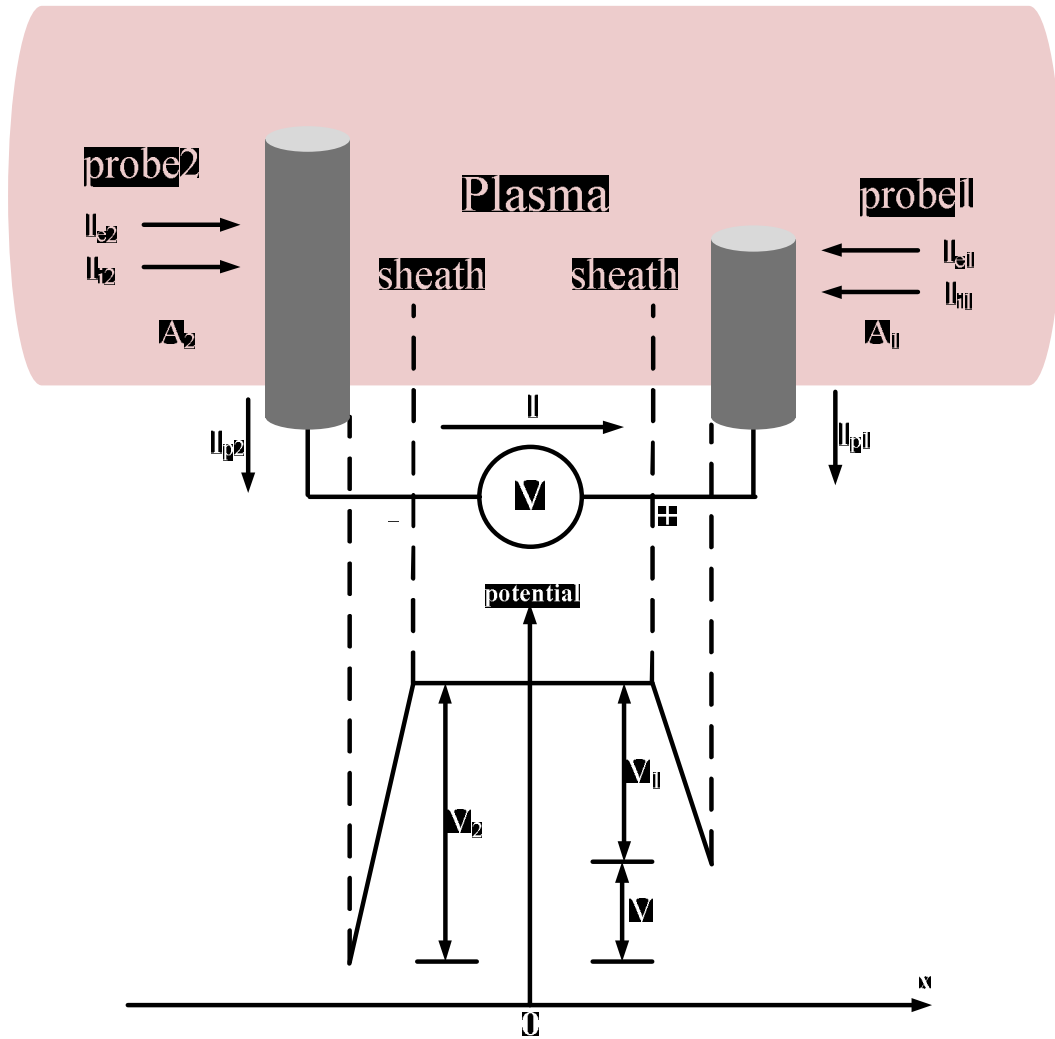


그림 3.1.7. 일반적인 DLP 개략도.

일반적으로 DLP 의 양 탐침의 위치는 같은 위치이고 반지름은 같다고 가정한다. 또한 우선 길이는 다르다고 가정하고 계산하고자 한다.

그림에서 플라스마에서 각 탐침으로 들어오는 전류는 다음과 같이 각각의 이온 전류와 전자 전류의 합으로 나타낼 수 있다.[53]

$$I_{p1} = I_{e1} + I_{i1}$$

$$I_{p2} = I_{e2} + I_{i2} \quad (3.1.17)$$

DLP 의 system 은 전기적으로 floating system 으로 외부에서 전류가 들어오거나 나가지 않는 독립적인 system 이라 할 수 있다. 그렇기 때문에 각 탐침에 흐르는 전류에 대해 다음의 식이 성립한다.

$$I_{p2} = -I_{p1} = -I \quad (3.1.18)$$

여기에서 탐침 주위의 이온은 Bohm criteria 를 따르고 전자의 분포는 Boltzmann's distribution 을 따른다고 가정할 때, 이온 전류와 전자 전류는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} I_{e1} &= -\frac{1}{4}en_1e^{-e(V_{p1}-\Phi_p)/kT_e}\bar{v}_eA_1 \\ I_{e2} &= -\frac{1}{4}en_2e^{-e(V_{p2}-\Phi_p)/kT_e}\bar{v}_eA_2 \\ I_{i1} &= en_1e^{-\frac{1}{2}v_BA_1} \\ I_{i2} &= en_2e^{-\frac{1}{2}v_BA_2} \end{aligned} \quad (3.1.19)$$

여기에서

e : 전자의 charge ($1.60217657 \times 10^{-19}$ C)

n_1, n_2 : probe 1,2 근처의 플라즈마 밀도

\bar{v}_e : 전자의 평균 속도 ($\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}$)

v_B : Bohm 속도 ($v_B = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}$)

이다.

앞에서 양 탐침 사이의 위치 차이가 크지 않다고 가정하였기 때문에 다음의 조건이 성립한다.

$$n_1 \approx n_2, T_{e1} \approx T_{e2} \quad (3.1.20)$$

(3.1.17) 식과 (3.1.19) 식을 이용하면 다음과 같이 전개할 수 있다.

$$\frac{I+I_{i1}}{I_{2i}-I} = -\frac{A_1}{A_2} e^{eV/kT_e} \quad (3.1.21)$$

이때 $V = V_1 - V_2$ 로 floating system 에서 두 탐침 사이에 가해진 전압을 의미한다.

여기에서 $A_1 = A_2$ 일 때, (3.1.20) 의 조건을 이용하면 $I_{i1} = I_{i2} = I_i$ 이고 식 (3.1.21) 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$I = I_i \frac{(e^{eV/kT_e} - 1)}{(e^{eV/kT_e} + 1)} = I_i \tanh\left(\frac{eV}{2kT_e}\right) \quad (3.1.22)$$

이 수식을 이용해서 측정을 통해서 얻어진 V-I curve 와 비교해서 다음과 같이 전자 온도와 플라스마 밀도를 얻게 된다.

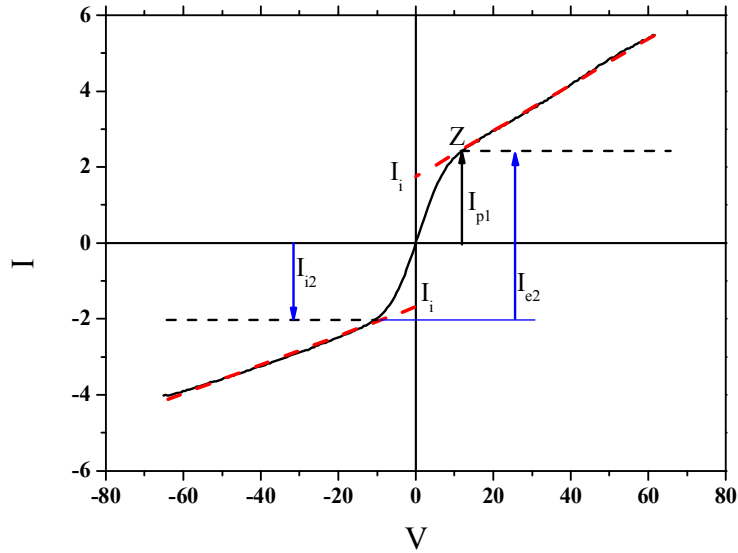


그림 3.1.8. DLP 로 측정된 V-I curve 의 예.

위의 그림은 측정을 통해 얻어진 일반적인 DLP 의 V-I curve 이다. (3.1.22) 번

수식의 영점에서 V-I curve 를 미분한 값을 구하면 다음과 같은 수식으로 나타낼 수 있다.

$$\left. \frac{dI}{dV} \right|_{V=0} = \frac{eI_i}{2kT_e} \quad (3.1.23)$$

(3.1.23) 수식은 다음과 같이 전자 온도에 대한 수식으로 정리 될 수 있다.

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{2}{I_i} \left(\left. \frac{dI}{dV} \right|_{V=0} \right)^{-1} \quad (3.1.24)$$

여기에서 I_i 는 측정한 V-I curve 에서 Z 점 이후의 데이터의 외삽법을 통해 영점에서의 I_i 를 얻게 되며 이 값과 $\left. \frac{dI}{dV} \right|_{V=0}$ 를 대입하여 전자 온도를 계산할 수 있다.

여기에서 얻은 전자 온도와 I_i 를 (3.1.19) 수식에 적용하여 플라즈마 밀도를 얻어낼 수 있다.

(3.1.18) 의 수식에서 전개를 하면

$$I_i = en_i e^{-\frac{1}{2} v_B A_1}$$

$$n_i = \frac{e^{\frac{1}{2} I_i}}{e v_B 2\pi (R_{\text{probe}} + d_{\text{sheath}}) L_{\text{probe}}} \quad (3.1.25)$$

여기에서 쉬스의 크기를 Child-Langmuir Sheath 를 이용하여 구하면

$$d_{\text{sheath}} = \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_{Ds} \left[\frac{-2e(\Phi_{\text{plasma}} - V_p)}{kT_e} \right]^{3/4} \quad (3.1.26)$$

여기에서 λ_{Ds} 는 쉬스와 pre-sheath 경계에서의 debye length 로 다음과 같이 계산된다.

$$\lambda_{Ds} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{n_s e^2}} = e^{\frac{1}{4}} \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{n_0 e^2}} \quad (3.1.27)$$

여기에서 $V_p = 0$ 의 경우 탐침을 통해 흐르는 전류는 0이 된다. 이 때 탐침의 전압은 floating potential 이므로 floating wall 에서의 조건

$$\Phi_{\text{plasma}} - \Phi_{\text{floating}} = -\frac{kT_e}{e} \frac{1}{2} \ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right) \quad (3.1.28)$$

를 이용하여 쉬스의 크기를 계산하면 다음과 같이 정리 된다.

$$\begin{aligned} d_{\text{sheath}} &= \frac{\sqrt{2}}{3} e^{\frac{1}{4}} \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{n_0 e^2}} \left\{ \frac{-2e \left[-\frac{kT_e}{e} \frac{1}{2} \ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right) \right]}{kT_e} \right\}^{\frac{3}{4}} \\ &= \frac{\sqrt{2}}{3} e^{\frac{1}{4}} e^{-1} (\epsilon_0 kT_e)^{\frac{1}{2}} \left[\ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right) \right]^{\frac{3}{4}} \frac{1}{\sqrt{n_i}} = \alpha \frac{1}{\sqrt{n_i}} \end{aligned} \quad (3.1.29)$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{2}}{3} e^{\frac{1}{4}} e^{-1} (\epsilon_0 kT_e)^{\frac{1}{2}} \left(\ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right) \right)^{\frac{3}{4}}$$

여기에서 d_{sheath} 가 n_i 에 대한 수식이므로, (3.1.25) 식에 대입하면 n_i 에 대한 간단한 이차 방정식의 꼴로 정리된다. 이를 앞에 SLP 데이터에서 계산하였듯이 근의 공식을 이용해서 풀면 다음과 같이 플라즈마 밀도에 대한 수식이 된다. 이 수식에 측정 된 값을 대입하여 플라즈마 밀도를 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} n_i &= \frac{e^{\frac{1}{2}} R_{\text{probe}} I_i(\Phi_{\text{floating}}) + \pi \alpha^2 e L_{\text{probe}} v_B \pm \sqrt{2\pi e^{\frac{1}{2}} \alpha^2 e R_{\text{probe}} L_{\text{probe}} v_B I_i(\Phi_{\text{floating}}) + \pi^2 \alpha^4 e^2 L_{\text{probe}}^2 v_B^2}}{2\pi e R_{\text{probe}}^2 L_{\text{probe}} v_B} \end{aligned} \quad (3.1.30)$$

3.1.3 Langmuir probe 의 제작

SLP 는 탐침이 플라즈마에 직접 노출되기 때문에 RF noise 를 줄여주는 것이 중요하다. 이를 위해 F. F. Chen 의 논문에서는 RF 보상 전극과 RF choke filter 를 사용하였다.[43] 아래의 그림과 같이 RF 보상 전극은 탐침 주위에 20 ~ 30 회를 감은 보상 전극을 만들고 탐침과 캐패시터로 연결하여 RF noise 를 보상한다. RF choke filter 는 실제 실험에 사용되는 13.56 MHz , 27.12 MHz 외에 이 주파

수의 coupling 주파수인 54.24 MHz 에 해당되는 RC choke filter 를 직렬로 연결하였다.

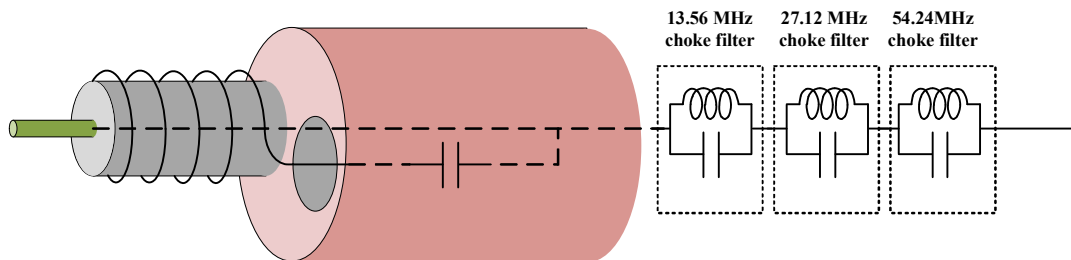


그림 3.1.9. SLP 측정 탐침 및 회로.

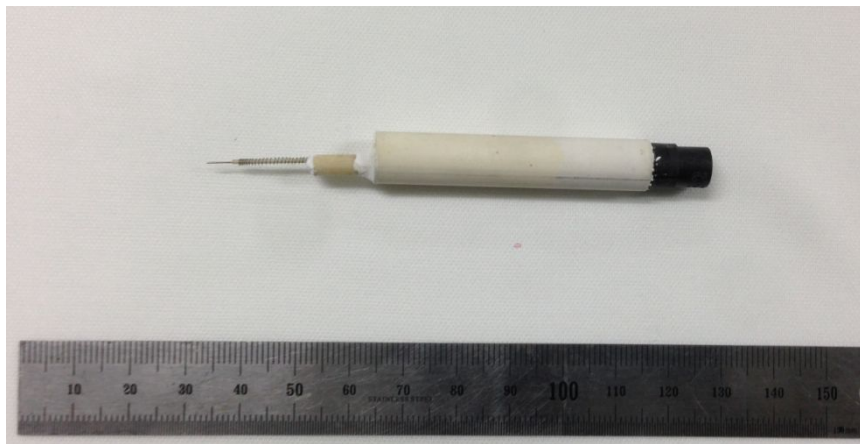


그림 3.1.10. SLP 측정 탐침.

DLP 의 경우 탐침과 연결된 회로가 floating system 이기 때문에 RF noise 에 회로의 전위가 같이 움직이게 된다. 이러한 이유로 SLP 와 달리 RF 보상 회로와 RF choke filter 가 없어도 RF 에 의한 오차가 적은 장점이 있다. RF 보상 회로와 RF choke filter 가 없기 때문에 제작이 간단하다는 장점이 있다. DLP 는 아래의 그림과 같이 두 개의 탐침을 단순히 연결하여 제작한다.

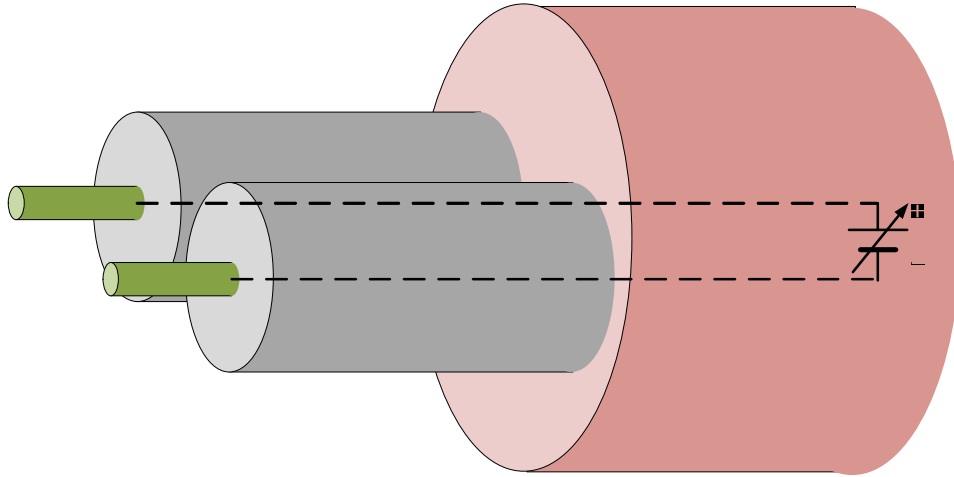


그림 3.1.11. DLP 측정 탐침 및 회로.

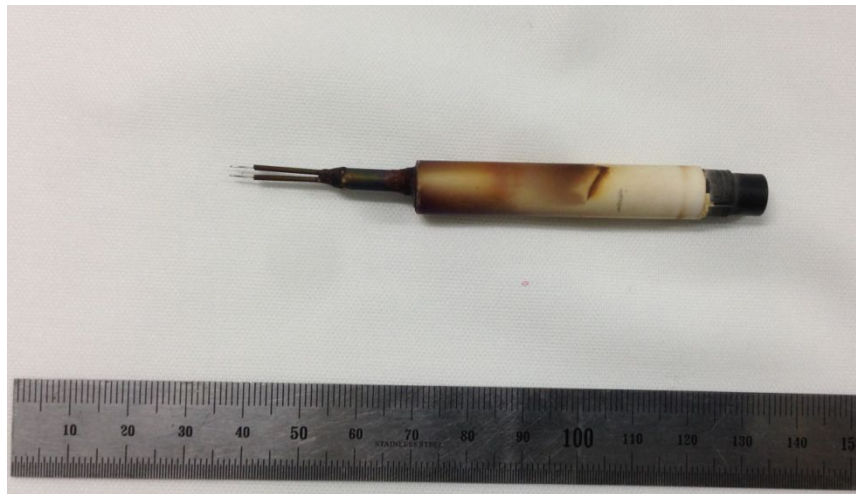


그림 3.1.12. DLP 측정 탐침.

기존에 연구실에서 사용하던 탐침, 높이 확장용 연결부 및 외부 연결부는 외부가 유리관으로 제작하였고 전선의 RF shield 가 되어있지 않았다. 새롭게 만든 부품의 경우는 외부가 세라믹 관으로 되어있어서 플라즈마에 식각이 되지 않으며 내구성 또한 강해졌다. 높이 확장용 연결부의 경우 마찬가지로 세라믹 관으로 제작되었으며 높이를 15 mm 단위로 제작하여 높이의 분해능을 높였다.

또한 내부의 전선은 금속 재질의 mesh 로 RF shield 가 되어있고 외부의 장비 벽에 접지되어 RF noise 에 대해 더 강해지도록 제작하였다. 측정용 탐침은 각각의 높이 확장용 연결부에 체결되고 위치 확장용 feed through 에 연결하여 외부로 나온다. 이 모든 연결부는 총 8개의 신호 및 전원을 연결할 수 있기 때문에 Langmuir probe 뿐 아니라 magnetic probe, IEA 등의 측정 장비에 적용시킬 수 있다.



그림 3.1.13. 높이 확장용 연결부.



그림 3.1.14. 위치 확장용 feed through.

3.2 Magnetic probe

3.2.1 Magnetic probe 의 원리 및 구성

Magnetic probe (B dot probe) 는 작은 코일로 이루어진 측정 장치로서 플라스마 내에 삽입되어 플라스마 내에서 시간에 따라 변화하는 자장의 세기를 측정한다. 코일의 양끝의 전압 차이를 측정하여 코일에 유도되는 유도 기전력을 측정한다.

실제 측정에 사용된 B dot probe 는 Christian. M. Franck 의 논문을 토대로 제작하였다.[54] 제작된 프로브는 측정기와 변환기의 두 부분으로 구성된다.

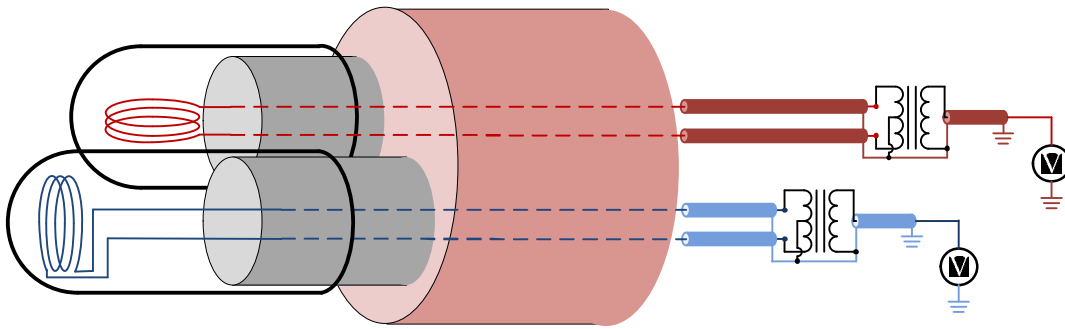


그림3.2.1. Magnetic probe 의 구성.

측정기는 원형 코일로 이루어져 유도 기전력을 측정할 수 있다. 원형 코일에서 측정된 유도 기전력의 크기는 다음과 같다.

$$V = - \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \quad (3.2.1)$$

여기에서 S 는 코일로 이루어진 면적을 의미하며 코일의 턴 수 n 과 면적 A 의 곱으로 이루어진다. z 방향으로의 자장을 $\mathbf{B}_z = \hat{z}B_0 \sin \omega t$ 라 한다면 측정된 기전력으로 계산되는 자장의 크기는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$B_0 = - \frac{V_0}{n\omega A} \quad (3.2.1)$$

자장의 측정에 있어서 플라스마 전위가 시간에 따라 변하므로 이에 의해 시변 자장 신호와의 AC coupling 이 신호 측정에 잡음으로 작용한다는 문제가 있

다. 이를 고려하기 위해 선행 논문에서는 balun (balance to unbalance transformer) 과 동축 케이블을 이용하여 AC coupling 에 의한 잡음을 제거하였다.[54] 변환기 부분은 balun 을 이용하여 AC coupling 잡음을 제거하는 부분이며 이 부분을 거친 신호를 오실로스코프를 이용하여 측정한다.

3.2.2 Magnetic probe 의 제작

측정부는 r 방향과 z 방향의 시변 저항을 동시에 측정할 수 있도록 두 방향의 코일로 제작하였다. 또한 플라즈마에 노출될 경우 전기적 탐침으로 작용할 수 있기 때문에 유리관으로 감싸여 있다.



그림 3.2.2. Magnetic probe 의 측정기.

이후에 위치 확장용 연결부와 외부 연결부를 거쳐 변환기로 연결된다. 변환기는 다음의 그림과 같은 balun 을 사용하였으며 모든 전선은 동축 케이블을 이용하였다. 이후 신호 선은 오실로스코프에 연결된다.



그림 3.2.3. Magnetic probe 의 변환기에 사용된 balun.

3.3 이온 에너지 분포 측정기

3.3.1 이온 에너지 분포 측정기의 원리 및 구성

이온 에너지 분포 측정기는 전압이 인가된 금속 mesh 를 이용하여 전위 장벽을 형성한다. 이에 따라서 플라스마에서 기판을 향해 입사하는 이온 중에 전위 장벽을 통과할 수 있는 에너지 이상의 이온들을 받아들이게 된다. 이렇게 얻어진 전위와 이온 전류에 대한 그래프를 전위에 대해 미분함으로써 이온 에너지 분포 함수를 얻을 수 있다.[55]-[63]

기판에 입사하는 이온들의 에너지 분포를 측정하는 시스템은 크게 이온 에너지 분포 측정기와 low pass filter, pre-amplifier, DC voltage generator, DAQ, 컴퓨터로 이루어져 있다. 이온 에너지 분포 측정기는 floating grid, electron repelling grid, discriminator grid, secondary electron suppressor grid, collector layer 로 4 장의 mesh layer 와 1 장의 금속 판으로 구성된다. collector 에 인가되는 전압 값은 $V_{\text{collector}} + V_{\text{floating}}$ 이므로 DAQ 를 통해 전류 값을 측정하기 위해서는 isolated amplifier 가 필요하다. 또한 전류 값을 측정하는 데 있어서 이온 전류 값이 매우 작기 때문에 (collector 의 형태가 직경 4mm 의 원형일 경우, 전류 값은 수 μA 이하이다.) 전류 값을 증폭해 줄 pre-amplifier 가 필요하다. 실제 실험의 경우, pre-amplifier 와 isolated amplifier 를 같이 구성하였다.

이온 에너지 분포 측정기를 구성하는 각각의 layer 의 역할은 Christian Böhm 에 의해 잘 정리되어 있으며 이번 장에서는 이에 대해 간단히 설명하려 한다.[58]

floating layer 는 금속 mesh 로 이루어진 층이다. 이 층의 역할은 플라스마에서 이온 에너지 분포 측정기를 향해 이온들이 입사할 때 주변과 같은 전위로 바라볼 수 있도록 하는 것이다. 이 층이 없을 경우 입사하는 이온이 바라보는 이온 에너지 분포 측정기의 전위는 $V_{\text{electron repel}} + V_{\text{floating}}$ 이므로 이온 에너지 분포

함수를 측정 하는 데 오차가 생길 수 있다.

또한 floating 층은 이온 에너지 분포 측정기 주변의 전위를 측정하는 역할을 한다. 여기에서 측정 된 전위를 모든 층에 인가한다.

Electron repelling 층은 Christian Böhm 의 논문에 근거하여 $-55\text{ V} + V_{\text{floating}}$ 를 인가한다. 이 층은 sheath 를 통과하여 이온 에너지 분포 측정기로 입사하는 전자를 튕겨내는 역할을 한다. 플라즈마 안의 전자가 전자 온도 4 eV 에 해당하는 Boltzmann distribution 을 가지고 있다고 가정할 때 99 % 의 전자가 통과하지 못하는 전압 -55 V 를 인가한다.

Discriminator 층은 양의 전압을 인가하여 전위 장벽을 형성시킨다. 인가된 전압으로 형성된 전위 장벽 이상의 에너지를 가진 이온들만 통과하게 되고 그렇지 못한 이온들은 튕겨나가게 된다. 이 층에는 계단식 전압을 인가한다.

Secondary electron suppressor 층은 collector 층에 이온이 충돌함으로써 발생하는 이차 전자를 억제하는 역할을 한다. 이 층에는 $-84\text{ V} + V_{\text{floating}}$ 가 인가되며 collector 층에 인가되는 -73 V 보다 더 음의 값을 인가하여야 한다.

Collector 층은 다른 층이 금속 mesh 로 이루어진 데 반하여 금속 재질의 판으로 이루어져 있다. Collector 층에는 $-73\text{ V} + V_{\text{floating}}$ 이 인가되어 앞의 층을 모두 통과한 이온들을 모으는 역할을 하게 된다.

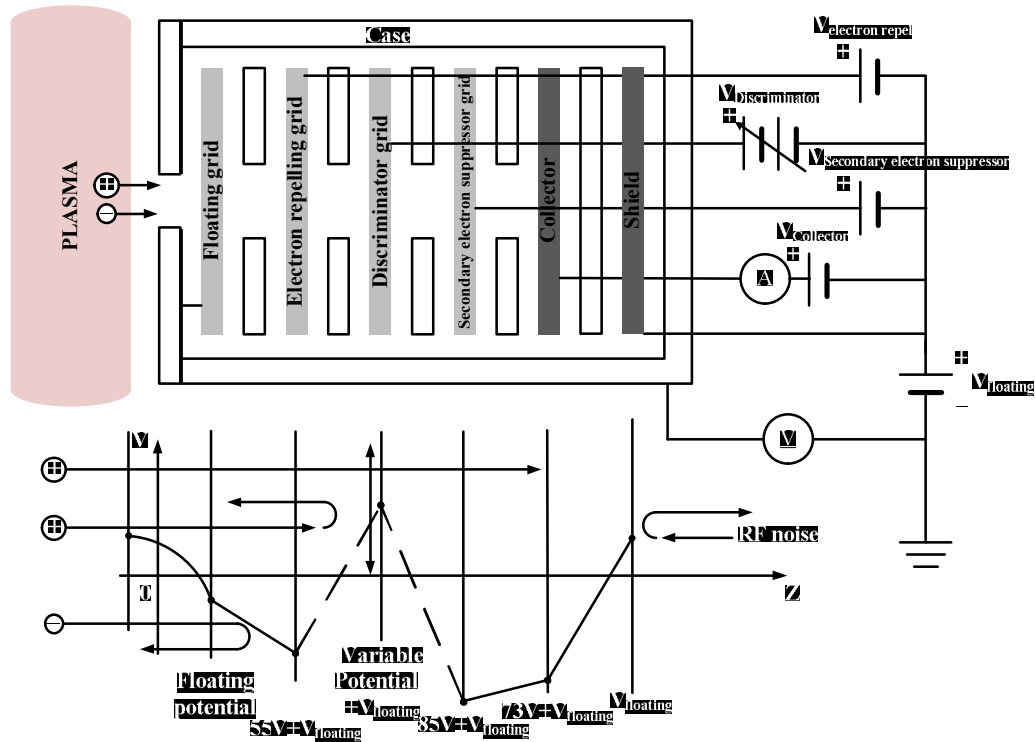


그림 3.3.1. 이온 에너지 분포 측정기의 구성 및 원리.

3.3.2 이온 에너지 분포 측정기의 제작

이온 에너지 분포 측정기는 크게 이온 에너지 분포 측정기, Low pass filter, Pre-amplifier, 파형 생성기, DAQ, 컴퓨터로 이루어 진다. 이 중 이온 에너지 분포 측정기, Low pass filter, Pre-amplifier, 파형 생성기의 제작에 대해 각각 설명한다.

3.3.2.1 이온 에너지 분포 측정기

이온 에너지 분포 측정기 제작에서 가장 고려해야 하는 점은 RF noise 이다. 이온 에너지 분포 측정기는 기판 위에 위치하기 때문에 RF noise 를 차폐하지 못하게 되면 다음의 그림에서와 같이 외부와 연결되는 신호 및 전원 선에 큰

전류가 흐르게 된다.

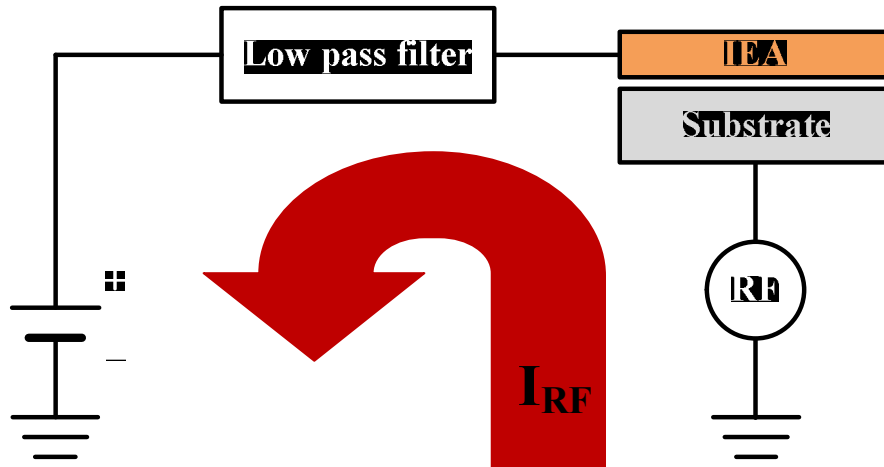


그림 3.3.2. RF noise 의 흐름.

이렇게 흐른 RF noise 에 의해 신호 및 전원 선에 과도한 전류가 흐르게 되고 전류에 의해 열이 발생하게 된다. 실제로 실험에서 열에 의해 납으로 연결된 신호 및 전원 선과 PCB 간의 연결이 끊어지는 문제와 열에 의해 이온 에너지 분포 측정기와 Low pass filter 및 과형 발생기가 파손되는 문제 등이 발생하였다. 또한 RF noise 에 의해 신호의 Signal to Noise Ratio (SNR) 이 낮아지는 현상으로 인해 이온 에너지 분포 측정이 이루어지지 않는 문제가 발생한다.

RF noise 를 차단하기 위해 다음 두 그림과 같이 이온 에너지 분포 측정기 내에 shield 층을 두어 직류 전원을 가해주거나 신호 및 전원 선 외부를 금속 mesh 로 감싸고 장비 벽에 접지시키는 shield 를 이용한다. 신호 및 전원 선 외부 Shield 를 제작 할 때에 금속 재질의 mesh 가 플라즈마에 노출 될 경우, 장비의 벽 면적이 커지는 것과 같은 역할을 하여 플라즈마에 큰 영향을 주게 된다. 또한 신호 및 전원 선의 shield 와 이온 에너지 분포 측정기가 전기적으로 접촉 될 경우, 기관과 장비의 벽이 전기적으로 접촉하게 되어 기관의 RF

matching 에 문제가 생기게 된다.

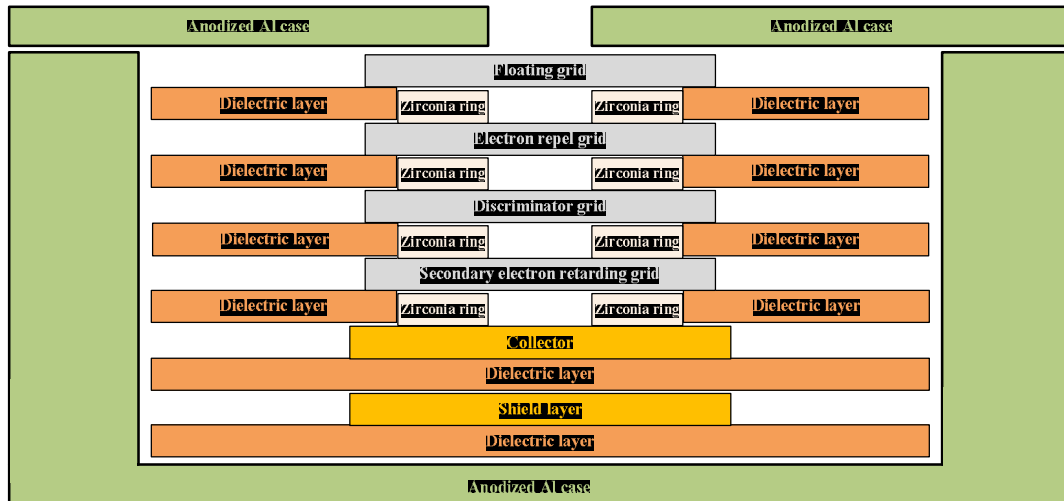


그림 3.3.3. 이온 에너지 분포 측정기의 단면도.

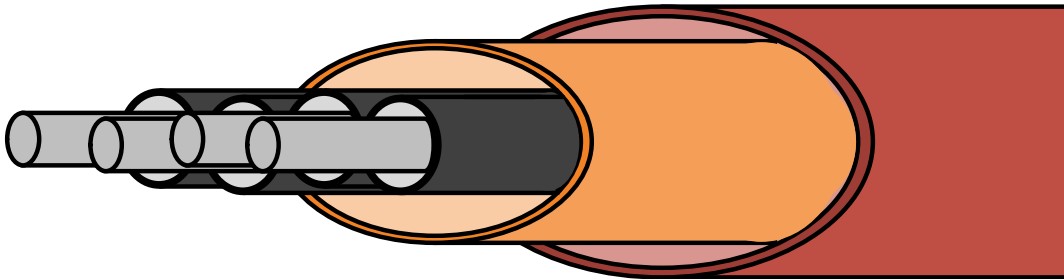


그림 3.3.4. 신호 및 전원 선의 RF noise shield.

이온 에너지 분포 측정기의 외부는 아노다이징 처리가 된 알루미늄이나 Si wafer 를 사용하였고 총 두께를 4 mm 로 맞추어 실제 wafer 의 식각 조건과 비슷한 플라즈마 상태를 유지하였다. 이온 에너지 분포 측정기 내부는 유리 섬유 재질의 PCB 를 이용하였으며 collector 와 shield layer 단자는 금 도금이 된 금속 재질이다. 제작에 사용된 collector 와 shield layer, 각 grid 층에 사용된 PCB, mesh 가 납땜 된 grid PCB 는 아래의 그림과 같다.

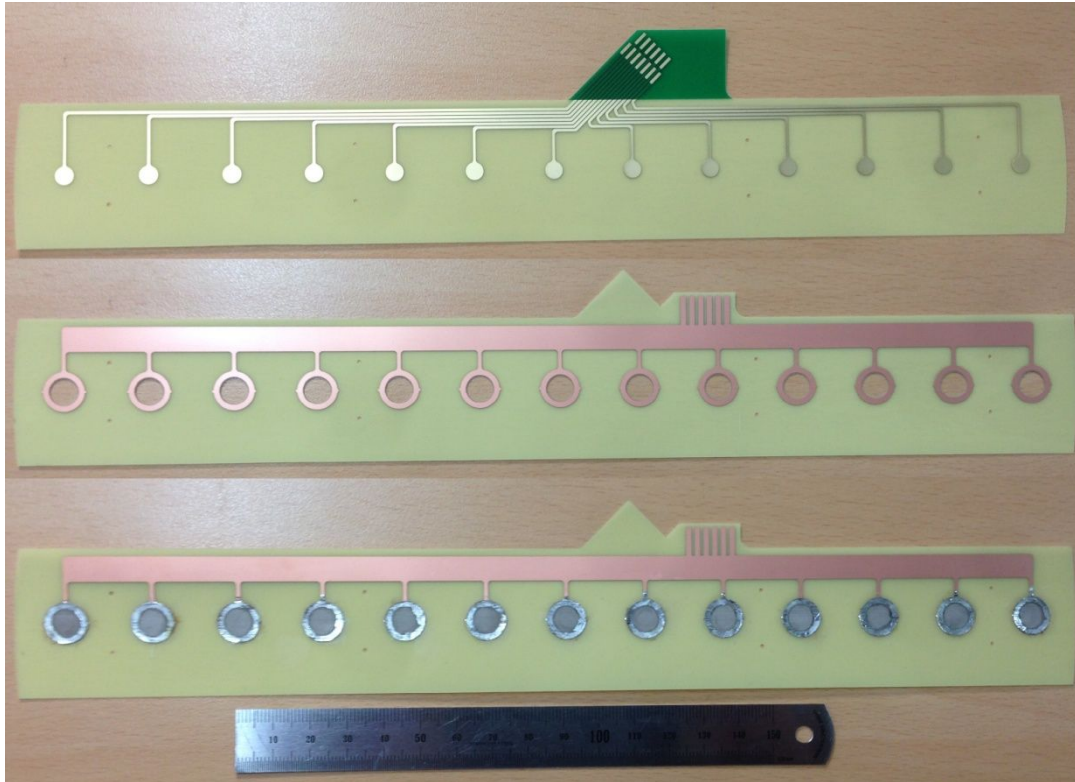


그림 3.3.5. 이온 에너지 분포 측정기 제작에 사용된 PCB.

Floating grid, electron repelling grid, discriminator grid, secondary electron suppressor grid 층의 경우 500 mesh/inch 의 stainless steel 재질의 mesh를 이용하였다. 두께 200 μm 의 금속 막이 올라간 PCB 기판에 mesh 를 납땜 하여 제작했다. Stainless steel 의 경우 재질의 특성 상 납땜이 안되므로 SUS 용 flux 라는 용액을 사용하여 납땜하였다.

각 층 사이의 유전체를 PCB 재질로 사용할 경우 PCB 물질이 플라즈마에 노출되게 된다. 이로 인해 플라즈마에 식각된다. 이 식각 된 물질이 collector 층에 증착되면서 이온 에너지 분포 함수 측정에 문제를 일으킬 수 있다. 이를 막기 위해 sputtering yield 가 매우 낮은 지르코니아 세라믹 재질의 링을 이용하였다. 이로 인해 플라즈마에 노출되는 부분의 재질은 지르코니아 세라믹과 stainless

steel 로 이온 및 전자의 스퍼터링에 의한 영향을 줄일 수 있었다.

아래의 그림은 최종적으로 완성된 이온 에너지 분포 측정기의 내부와 외부의 사진이다.

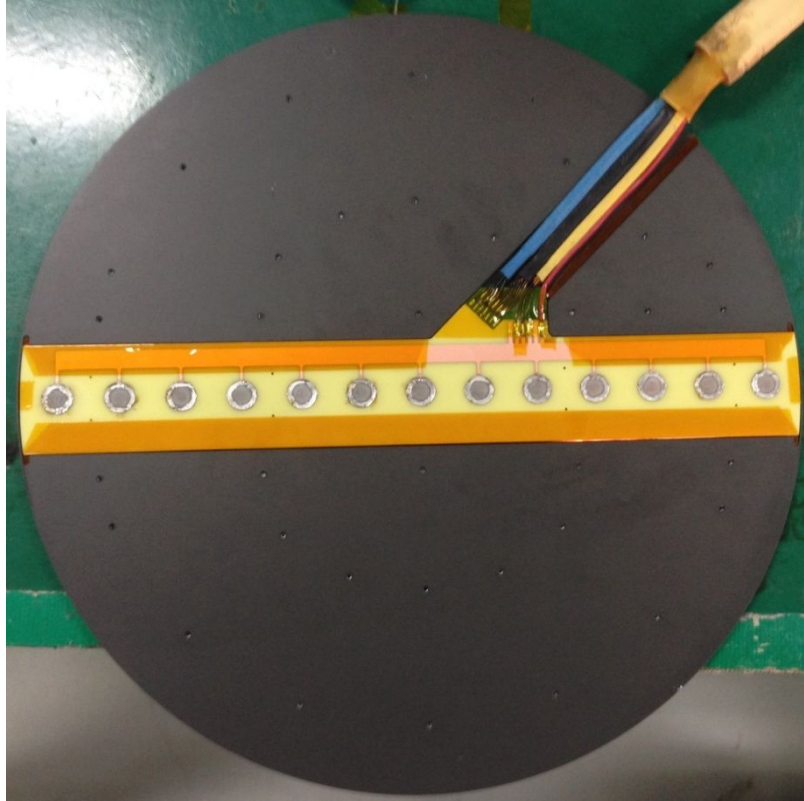


그림 3.3.6. 완성된 이온 에너지 분포 측정기의 내부 모습.

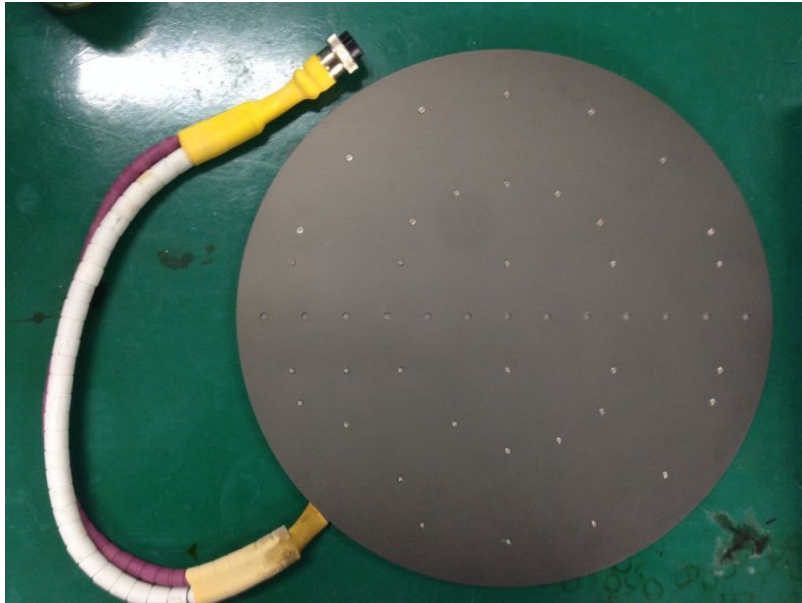


그림 3.3.7. 완성된 이온 에너지 분포 측정기의 외부 모습.

3.3.2.2 Low pass filter

이온 에너지 분포 함수 측정에서 전위 장벽을 형성하는 discriminator 에는 계단 식의 전압이 인가됨으로 collector 에서 얻어지는 신호는 DC 신호이다. 이러한 이유로 각 전선에 low pass filter 를 연결함으로써 잡음을 제거한다. 총 13 점의 위치에서 동시에 이온 에너지 분포 함수를 측정할 수 있도록 설계하였기 때문에 13 개의 신호선과 1 개의 floating grid 측정선 , 4 개의 전압 인가선 총 18 개의 전선에 low pass filter 를 부착하였다. (접지선의 경우 장비 벽에 바로 연결하였다.)

가장 간단하게 제작된 인덕터 low pass filter 의 경우, 고주파 잡음을 충분히 제거 하지 못하며 기판에 RF 전원을 가할 경우, 다음의 그림과 같이 인덕터를 통해 큰 RF 전류가 흐르기 때문에 인덕터 및 pre-amplifier 가 파손되게 된다.

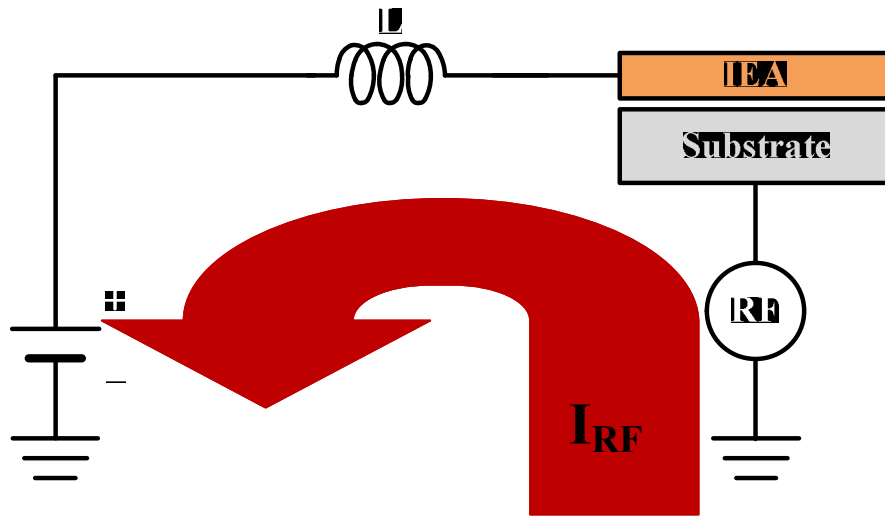


그림 3.3.8. 인덕터를 사용하였을 때 RF noise 의 흐름.

이를 막기 위해 아래의 그림과 같이 저항을 부착함으로써 RL 1차 low pass filter를 사용하였다.

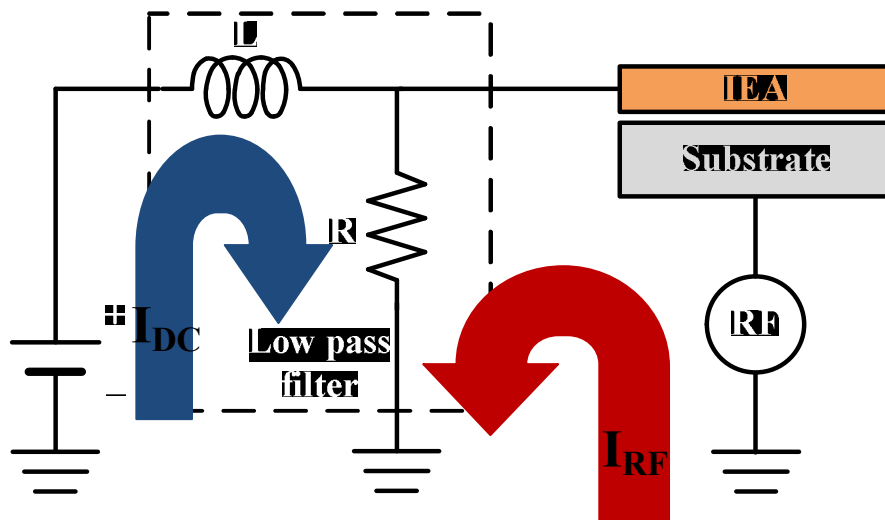


그림 3.3.9. RL 회로를 사용하였을 때 RF noise 의 흐름.

저항을 통해 RF 전류가 흐름으로써 다음 node 의 인덕터와 pre-amplifier 의 영향을 줄일 수 있었다. 하지만 저항을 사용하는 경우 이온 에너지 분포 측정기 각 층에 연결된 직류 전원에서 저항을 통해 흐르는 전류가 문제가 되었다. 직류 전원을 기준으로 보았을 때 입력단과 출력단의 전압 비는 다음과 같다.

$$\frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{R}{R+j\omega L} \quad (3.3.1)$$

여기에서 cut off 주파수는 다음과 같다.

$$\omega_c = 2\pi f = \frac{R}{L} \quad (3.3.2)$$

인덕터의 용량을 1 mH 로 놓고 실험에 쓰인 RF 전원의 주파수인 2 MHz 이하의 주파수 100 kHz 의 cut off 주파수를 가지는 저항 값을 계산하면,

$$\begin{aligned} R &= 2\pi fL \\ &= 2\pi \times 10^5 \times 10^{-3} \\ &= 2\pi \times 10^2 \cong 628\Omega \end{aligned}$$

이 때, DC 전압에 의해 저항으로 흐르는 전류 값은 다음과 같다.

$$I = \frac{1000}{628} \cong 1.59(A)$$

전압은 가장 높이 올라가는 discriminator 의 전압을 기준으로 계산하였으며 실제 실험에서는 1400 V 이상 올리는 조건도 있었다. 1 A 이상의 전류가 흐를 경우 파형 발생기에 무리가 갈 수 있으며 discriminator 이외 다른 층의 경우까지 더할 경우 파형 발생기에 매우 큰 전류 용량이 필요하게 된다.

이를 방지하기 위해 저항을 캐패시터로 변경하였고 고주파 차단 효과를 높이기 위해 다음의 그림과 같이 3 차 LC low pass filter 를 설계하였다.

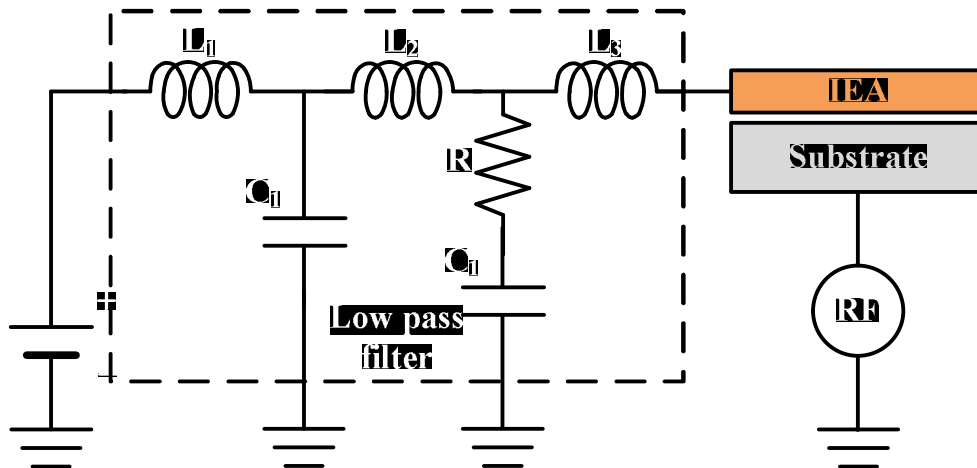


그림 3.3.10. 3 차 LC low pass filter 를 사용하였을 때 RF noise 의 흐름.

실제 제작에는 $L_1 = L_2 = L_3 = 1 \text{ mH}$, $C_1 = C_2 = 680 \text{ pF}$, $R = 100 \Omega$ 의 소자를 사용하였다.

이 low pass filter 의 주파수 특성을 보기 위해 파형 발생기 단의 저항은 pre-amplifier 의 저항 5Ω , 이온 에너지 분포 측정기 단은 $10 \text{ k}\Omega$ 으로 설정하고 Agilent ADS 2008 프로그램으로 계산한 결과는 다음과 같다.

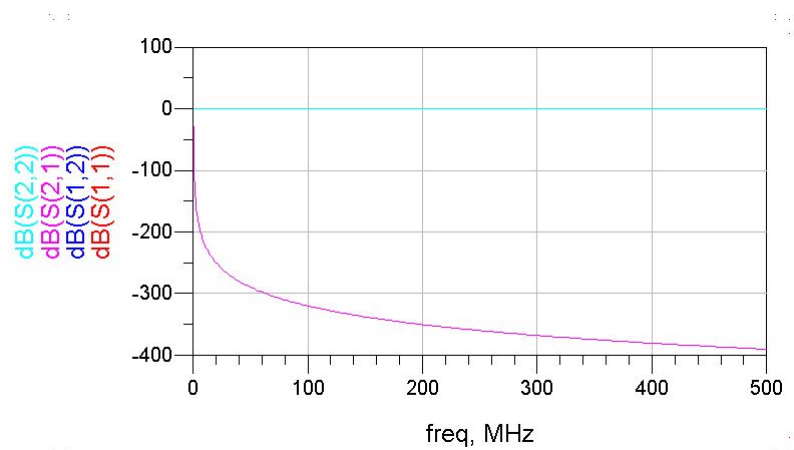


그림 3.3.11. 3 차 LC low pass filter 의 주파수 특성 1.

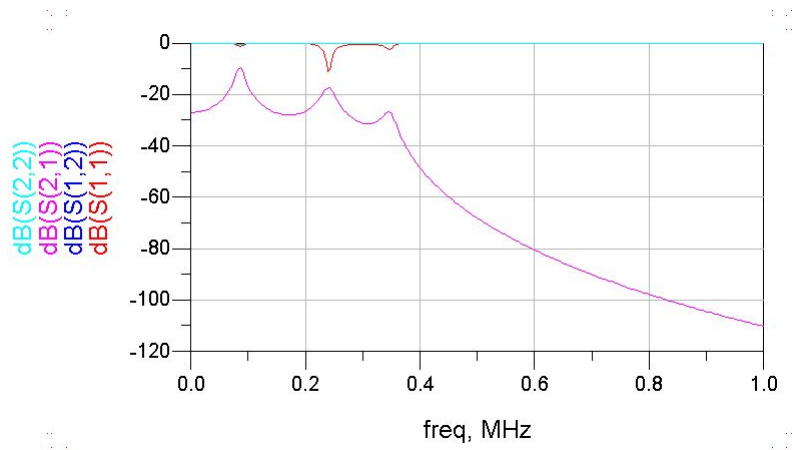


그림 3.3.12. 3 차 LC low pass filter 의 주파수 특성 2.

3차 LC low pass filter 의 제작된 모습은 다음의 사진과 같다.

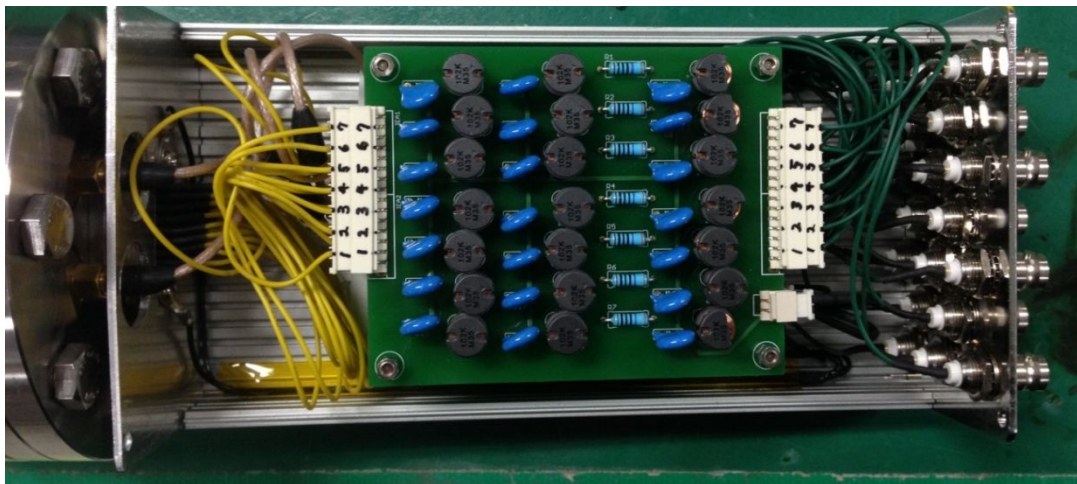


그림 3.3.13. 제작 된 3 차 LC low pass filter.

3.3.2.3 Pre-amplifier

Pre-amplifier 의 제작에서 가장 중요한 점은 gain (G) 의 조절이다. pre-amplifier 는 아래의 그림과 같이 2개의 전압 증폭 회로와 1개의 절연 증폭 회로로 이루어졌다.[47]

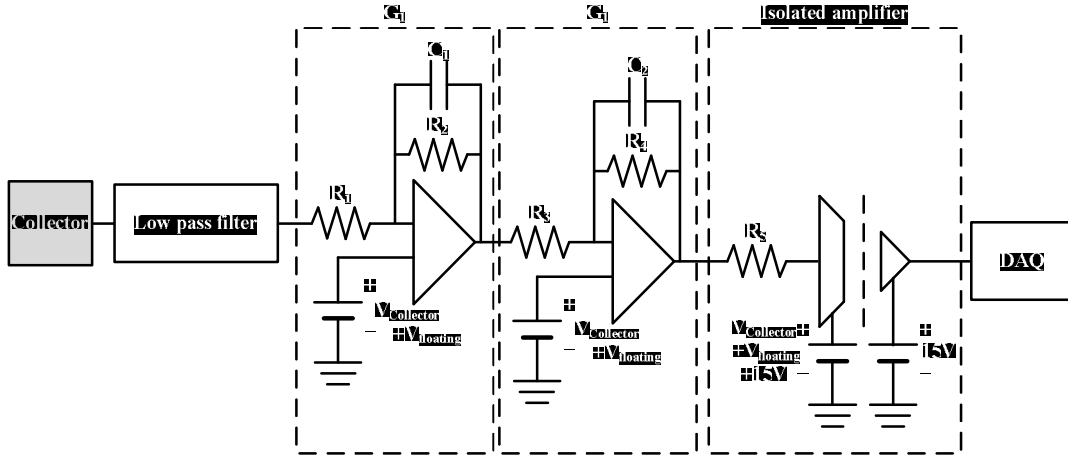


그림 3.3.14. Pre-amplifier 의 회로도.

각 증폭회로의 gain 은 다음과 같다.

$$G_1 = -\frac{R_2}{R_1} \quad (3.3.3)$$

$$G_2 = -\frac{R_4}{R_3} \quad (3.3.4)$$

절연 증폭 회로의 gain 은 1이며 입력부의 전압은 $I_{in}R_1$ 으로 나타낼 수 있다.

최종 gain 은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$V_{out} = G I_{in}$$

$$V_{out} = G_1 G_2 V_{in}$$

$$= \frac{R_2 R_4}{R_1 R_3} I_{in} R_1$$

$$= \frac{R_2 R_4}{R_3} I_{in}$$

$$(3.3.5)$$

실제 실험에 사용된 pre-amplifier 에서 각각의 저항 값은 $R_1 = 100 \Omega$, $R_2 = 51 \sim 1051 \text{ k}\Omega$, $R_3 = 1 \text{ k}\Omega$, $R_4 = 51 \text{ k}\Omega$ 으로 사용하였다. R_2 의 경우 가변 저항과 고정 저항을 직렬로 사용하여 gain 의 조절을 쉽게 제작하였다. 실제 제작된 PCB 디자인과 완성된 pre-amplifier 회로는 다음의 그림과 같다.

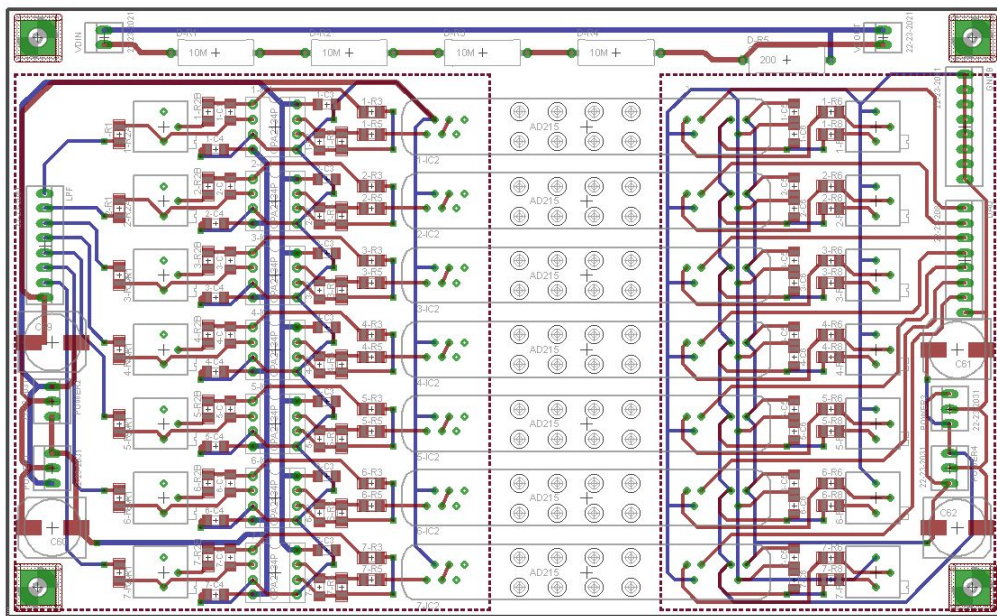


그림 3.3.15. Pre-amplifier PCB.

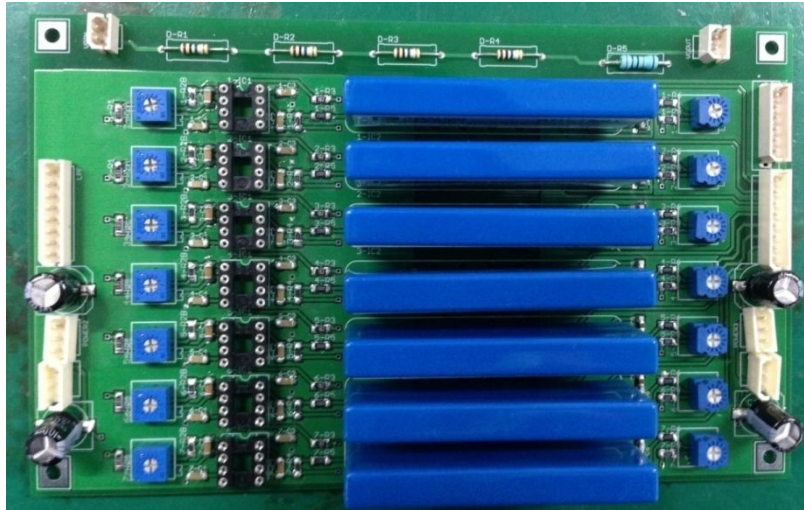


그림 3.3.16. 완성 된 pre-amplifier.

이와 같이 제작된 pre-amplifier 에서 나온 전압 신호는 National Instrument 사의 DAQ NI USB 6363 를 통해 컴퓨터로 전해진다. 이 신호는 본 연구실의 김지원 이 제작한 아래 그림과 같은 프로그램으로 연산되어 총 13 점의 위치에서 기판에 입사되는 이온의 에너지 분포 함수를 나타낸다.



그림 3.3.17. 측정에 사용된 프로그램의 모습.

3.3.2.4 파형 생성기

이온 에너지 분포 측정기에 인가되는 각각의 전압 신호를 공급해주는 파형 생성기는 다음의 그림과 같다.



그림 3.3.18. 측정에 사용된 파형 생성기의 모습.

2 개의 단으로 이루어져 있으며 아래 단에는 1800 V , 800 mA 용량의 DC 전원 공급이 위치해서 floating grid 의 전압과 같은 전압을 위 단의 4 채널에 공급한다.

위 단은 2500 V , 100 mA 용량의 전압 외부 조절이 가능한 discriminator 전원 공급단 , 73 V , 500 mA 용량의 collector 전원 공급단 , 55 V , 100 mA 용량의 electron repelling grid 전원 공급단 , 85 V , 100 mA 용량의 secondary electron suppressor grid 전원 공급단으로 4 채널의 전원 공급 장치로 이루어져 있다.

Discriminator 단은 DAQ 의 출력단과 연결되어 컴퓨터 프로그램상으로 출력 전압을 조절할 수 있다.

Floating grid 전원 공급단은 floating grid 의 전압과 같은 self DC 전압이 출력되어 위 단의 4 개의 채널에 더해주는 역할을 한다. 즉, 이온 에너지 분포 측정기의 각 층에 공급되는 전압에는 V_{floating} 이 더해지는 것이다.

3.3.2.5 이온 에너지 분포 측정기의 보정

이온 에너지 분포 측정기는 기관 중심에서 -140 mm 부터 +140 mm 까지 총 13 개의 이온 에너지 분포 측정기가 일렬로 등 간격 배치되어 있는 모양이다. 이렇게 때문에 각 위치에 있는 이온 에너지 분포 측정기간의 보정이 필요하다. 이를 위해서 1 채널의 이온 에너지 분포 측정기를 추가로 제작하였다. 아래 그림은 1 채널 이온 에너지 분포 측정기의 grid 층과 collector 층으로 사용된 PCB 기관 및 지르코니아 재질의 링과 제작이 완성된 1 채널 이온 에너지 분포 측정기의 모습이다.

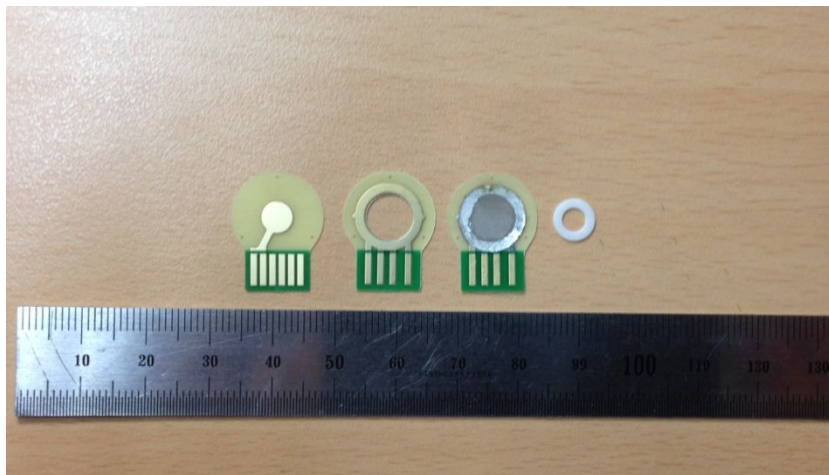


그림 3.3.19. 1 채널 이온 에너지 분포 측정기의 내부 부품들.

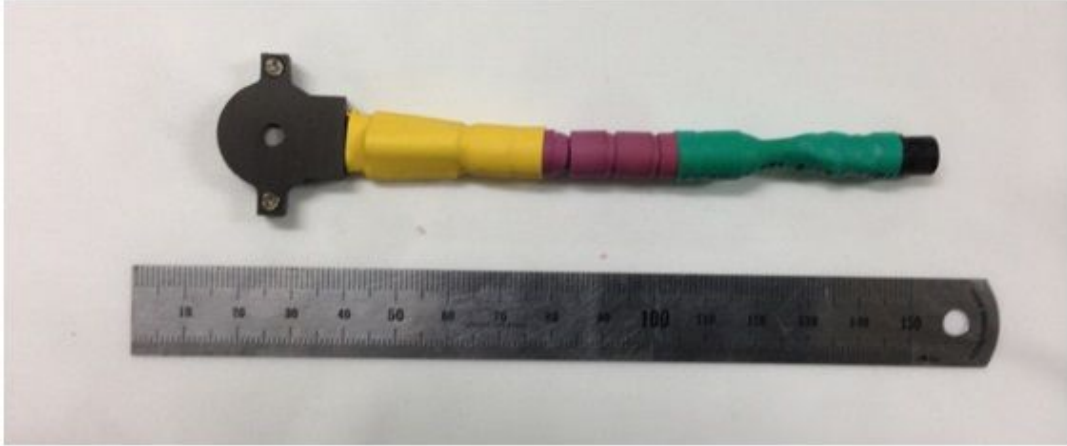


그림 3.3.20. 제작 된 1 채널 이온 에너지 분포 측정기.

이 이온 에너지 분포 측정기를 기관 중심에서의 위치를 변화시킬 수 있는 Langmuir probe 전극 연결부를 이용하여 위치 변화시켰다. 같은 조건의 플라즈마에서 위치 변화하면서 해당 위치에서 측정된 이온 에너지 분포 함수를 비교해서 13 채널 이온 에너지 분포 측정기의 각 측정기를 보정하였다.

3.3.3 이온 에너지 분포 측정

이온 에너지 분포 측정기의 collector 를 통해 입사한 이온 전류는 Low pass filter 를 거쳐 pre-amplifier 를 통과한다. Pre-amplifier 를 통과하면서 이온 전류 신호는 전압 신호로 변환되고 DAQ 를 통해 측정이 가능하도록 증폭된다.

Discriminator 전압 V_{dis} 에 따른 기관에서 이온 에너지 분포 측정기에 입사되는 이온 전류 밀도 $J_{col}(V_{dis})$ 는 다음과 같이 이온 에너지 측정기의 투과도 T 와 이온 에너지 분포 측정기의 면적 A , Pre-amplifier의 gain G , DAQ 를 통해 얻어진 전압 신호 V_{out} 에 대한 수식으로 나타낼 수 있다.

$$J_{col}(V_{dis}) = \frac{1}{TAG} V_{out}(V_{dis}) \quad (3.3.6)$$

이 수식에서 discriminator 에 인가 된 전압 V_{dis} 로 형성된 전위 장벽을 통과하

기 위해서 이온은 $E \geq eV_{\text{dis}}$ 의 에너지 조건을 만족해야 한다.
 eV 의 에너지를 가지는 이온의 속도는 다음과 같이 주어진다.

$$v(V) = \sqrt{\frac{2eV}{m_i}} \quad (3.3.7)$$

이온 전류 밀도는 이온 속도 분포 함수에 대한 수식으로 나타낼 수 있다.

$$J_{\text{col}}(V_{\text{dis}}) = e \int_{v(V_{\text{dis}})}^{\infty} v(V_{\text{dis}}) f(v(V_{\text{dis}})) dv(V_{\text{dis}}) \quad (3.3.8)$$

이 수식을 이온 에너지에 대한 수식으로 나타내면,

$$\begin{aligned} J_{\text{col}}(V_{\text{dis}}) &= e \int_{V_{\text{dis}}}^{\infty} \sqrt{\frac{2eV_{\text{dis}}}{m_i}} f(v(V_{\text{dis}})) \sqrt{\frac{e}{2m_i V_{\text{dis}}}} dV \\ &= \frac{e^2}{m_i} \int_{v(V_{\text{dis}})}^{\infty} f(V_{\text{dis}}) dV \end{aligned} \quad (3.3.9)$$

이 수식에서 m_i 는 이온의 질량을 의미하며, $f(v(V_{\text{dis}}))$ 는 편의상 discriminator 에 인가된 전압에 대한 함수 $f(V_{\text{dis}})$ 로 나타내고,

$$dv(V_{\text{dis}}) = \sqrt{\frac{e}{2m_i V_{\text{dis}}}} dV_{\text{dis}}$$

이다.

이 수식을 이용하면 이온 에너지 분포 함수를 측정된 이온 전류 밀도로 다음과 같이 계산 된다.[60][61]

$$\begin{aligned} f(V) &= \frac{m_i}{e^2} \frac{d J_{\text{col}}(V_{\text{dis}})}{d V_{\text{dis}}} \\ &= \frac{m_i}{T A G e^2} \frac{d V_{\text{out}}(V_{\text{dis}})}{d V_{\text{dis}}} \end{aligned} \quad (3.3.10)$$

이온 에너지 분포 함수를 이용하여 다음과 같이 기관으로 입사된 이온 밀도, 이온 속도, 이온 에너지의 평균을 구할 수 있다.[58][62]

$$\langle n_i \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} f(v) dv = \sqrt{\frac{e}{2m_i}} \int_{-\infty}^{\infty} V^{-\frac{1}{2}} f(V) dV \quad (3.3.11)$$

$$\langle v_i \rangle = \frac{\langle n_i v_i \rangle}{\langle n_i \rangle} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} v f(v) dv}{\int_{-\infty}^{\infty} f(v) dv} = \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} f(V) dV}{\int_{-\infty}^{\infty} V^{-\frac{1}{2}} f(V) dV} \quad (3.3.12)$$

$$\left\langle \frac{m_i v_i^2}{2} \right\rangle = \frac{\langle n_i \frac{m_i v_i^2}{2} \rangle}{\langle n_i \rangle} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{m_i v_i^2}{2} f(v) dv}{\int_{-\infty}^{\infty} f(v) dv} = \frac{e \int_{-\infty}^{\infty} V^{\frac{1}{2}} f(V) dV}{\int_{-\infty}^{\infty} V^{-\frac{1}{2}} f(V) dV}$$

$$\begin{aligned} \langle E \rangle &= \left\langle \frac{m_i v_i^2}{2} \right\rangle - \frac{m_i \langle v_i \rangle^2}{2} \\ &= e \left[\frac{\int_{-\infty}^{\infty} V^{\frac{1}{2}} f(V) dV}{\int_{-\infty}^{\infty} V^{-\frac{1}{2}} f(V) dV} - \left(\frac{\int_{-\infty}^{\infty} f(V) dV}{\int_{-\infty}^{\infty} V^{-\frac{1}{2}} f(V) dV} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (3.3.13)$$

실제 측정에서는 다음의 그래프와 같이 $V_{\text{dis}} - V_{\text{out}}$ curve 가 먼저 구해진다.

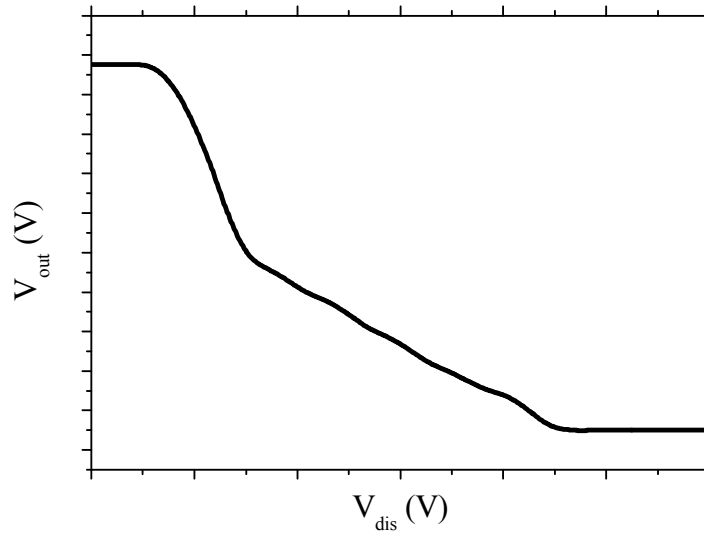


그림 3.3.21. 측정을 통해 얻어진 $V_{\text{dis}} - V_{\text{out}}$ curve.

이 그래프에서 discriminator 전압에 대응하는 V_{out} 값은 다음과 같이 해당 discriminator 전위 이상의 에너지를 가지는 이온들의 합 Γ_i 에 대한 함수를 의미한다.

$$V_{\text{out}}(V_{\text{dis}} = 0) - V_{\text{out}}(V_{\text{dis}} = \infty) = A \times T \times G \times e \times \Gamma_{\text{ion}} \quad (3.3.14)$$

위의 수식을 이용하여 전체 이온 선속 Γ_i 를 구할 수 있다.

$$\Gamma_i = \frac{V_{\text{out}}(V_{\text{dis}}=0) - V_{\text{out}}(V_{\text{dis}}=\infty)}{A \times T \times G \times e} \quad (3.3.15)$$

이 $V_{\text{dis}} - V_{\text{out}}$ curve 를 미분하면 다음의 그래프와 같이 이온 에너지 분포 함수 $f(V)$ 를 얻을 수 있다.

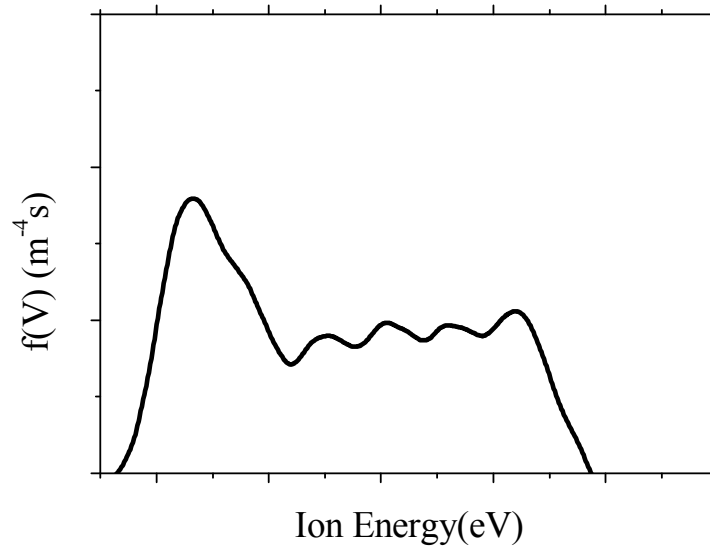


그림 3.3.22. 측정을 통해 얻어진 이온 에너지 분포 함수 $f(V)$.

이 때의 수식은 다음과 같다.

$$f(V) = \frac{m_i}{A \times T \times G \times e^2} \frac{d V_{\text{out}}(V_{\text{dis}})}{d V_{\text{dis}}} \quad (3.3.16)$$

3.4 Spatially resolved actinometry.

3.4.1 Spatially resolved actinometry 의 원리

Ar, He 등의 불활성 기체는 Langmuir probe 와 같은 전기적 측정법을 이용하여 밀도와 전자 온도 등 플라즈마 변수를 측정할 수 있다. 하지만 CF₄ 등의 식각 기체에서 식각에 중요한 영향을 미치는 라디칼의 비율이나 밀도는 전기적 측정법을 통해 측정이 불가능하다. 이렇기 때문에 Optical Emission Spectroscopy (OES) 와 같은 광학 측정법을 이용하여 플라즈마 내의 라디칼의 밀도를 간접적으로 측정한다. 하지만 OES 의 경우 전자 에너지 분포의 변화에 영향을 크게 받게 된다. 이러한 이유로 생기는 오차를 보상하기 위해 중성 입자인 Actinometer 를 투입하고 여기에서 나오는 광량과 측정하고자 하는 라디칼 및 중성 입자의 광량과 비교하여 상대 밀도를 측정하는 optical emission actinometry 를 이용하였다. 이러한 optical emission actinometry 에 Abel's inversion 을 적용 [64][65]하여 상대 밀도의 공간 분포를 측정 계산하고자 한다.

3.4.1.1 Optical Emission Actinometry 의 원리

Optical emission actinometry 는 Coburn 과 Chen 의 1980 년 논문에 의해 고안되었다.[66] 이 측정 방법은 광량의 비를 측정하여 라디칼의 농도 비를 측정하는 방법이다.

이를 위해서 actinometer 라는 불활성 기체를 작은 비율로 넣게 된다. 이 actinometer 와 측정하려는 라디칼의 전자 에너지 분포의 변화에 따른 여기율의 변화가 같을 경우 광량 비를 이용하여 보정하게 된다.

알아보고자 하는 원자 X 의 광량 I_X 와 actinometer Act 의 광량 I_{Act} 의 비 I_X/I_{Act} 가 X/A 와 비례하기 위해서는 다음의 세 가지 조건을 만족시켜야 한다.[67][68][69]

1. X 와 Act 의 발광은 전자와 충돌에 의해 ground state species 에서 여기 된 후 탈 여기 과정에서 발생한다.
2. 여기 된 라디칼 과 actinometer 는 광자 방출 후에 혼자서 탈 여기해야 한다.
3. X 와 Act 의 전자 충돌에 의한 여기 충돌 단면적은 비슷한 threshold 와 모양을 갖는다.

유효한 actinometry 에서 actinometer 는 측정하려는 라디칼과 같은 여기 path (전자 충돌) 로 이루어져야 한다. 그리고 탈 여기가 광자 방출에 의해 이뤄지거나 광자 방출에 의한 탈 여기와 다른 탈 여기 path 의 branching 비율이 같아야 한다. 또한 전자 충돌의 단면적과 threshold energy 가 비슷한 것을 선택해야 한다. Ground state 의 전자 충돌 여기 과정은 다음과 같이 나타난다.



여기 된 라디칼은 광자의 방출과 함께 다음과 같이 탈 여기가 일어난다.



위의 과정은 actinometer 에서도 똑같이 일어난다. 위의 과정에서 방출하는 광량은 다음과 같이 수식으로 나타낼 수 있다.

$$I_i = \Gamma_i k_i n_e n_i \quad (3.4.3)$$

여기에서

I_i : i 의 광량.

n_e : 전자의 밀도.

k_i : i 의 excitation efficiency.

Γ_i : 다른 탈 여기 path 에 대한 광자 방출의 branching 비율.

을 의미하며 이 중에서 excitation efficiency 는 다음과 같이 전자 에너지 분포 과 여기 충돌 단면적에 대한 함수로 나타낼 수 있다.

$$k_i = \int_0^\infty v(E) \sigma_i(E) f(E) dE \quad (3.4.4)$$

$v(E)$: 전자의 속도.

σ_i : i 의 충돌 단면적.

$f(E)$: 전자 에너지 분포.

측정하고자 하는 라디칼 X 와 actinometer Act 의 광량의 비는 다음과 같이 수식으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{I_X}{I_{Act}} = \frac{\Gamma_X k_X n_e n_X}{\Gamma_{Act} k_{Act} n_e n_{Act}} \quad (3.4.5)$$

보통의 경우 actinometer 는 측정하려는 라디칼과 비슷한 여기 에너지 threshold 를 갖기 때문에 비슷한 에너지의 전자에 의해 여기가 동시에 일어난다. 또한 충돌 단면적 σ_i 또한 비슷한 모양을 가지고 있다. 그렇기 때문에 라디칼과 actinometer 의 excitation efficiency 비율 $\frac{k_X}{k_{Act}}$ 는 상수라고 근사할 수 있다. 이와 더불어 앞에서 actinometer 의 조건에 의해 라디칼 X 와 actinometer Act 의 branching 비율이 같기 때문에 $\frac{\Gamma_X}{\Gamma_{Act}}$ 또한 상수라고 근사할 수 있다 이러한 조건이 만족되었을 때 X의 상대적인 농도는 다음과 같은 비례식을 갖는다.

$$n_X \propto \frac{I_X}{I_{Act}} n_{Act} \quad (3.4.6)$$

Ar 을 actinometer 로 이용하는 actinometry 는 CF_4 플라즈마에서 F 라디칼의 농도를 측정하기 위해 많이 이용되었다. F 의 actinometry 는 Ar^* 750.4 nm (13.5 eV) $\left[4s' \left(\frac{1}{2}\right) - 4p' \left(\frac{1}{2}\right)\right]$ 과 F^* 703.7 nm (14.8 eV) $[3p^2P^0 \rightarrow 3s^2P]$ 의 파장을 이용하여 측정한다.[64][70] Ar^* 의 750.4 nm 파장은 Ar 중성 입자에서 방출되는 파장으로 이온의 분포와 무관하다.[71] CF^* 251.9 nm (6.1 eV) ($B^2\Delta - X^2\Pi$) 와 CF_2^* 202.4 nm (4.5 eV) ($A^1B_1 - X^1A_1$) 의 경우 Ar^* (13.5 eV) 와 threshold energy 의 차이가 F^* (14.8 eV) 와의 차이보다 크다. 이 때문에 threshold energy 의 차이가 작은 다른 actinometer 를 사용한 실험이 행해졌지만 측정하려는 플라즈마의 생성에 영향을 줄 수 있다. 그래서 threshold energy 에 많은 차이를 보이는 라디칼의

농도를 actinometry 를 통해 측정할 때는 threshold energy 차이가 적은 다른 actinometer 의 도입[69]보다는 화학적인 역할을 하지 않는 actinometer 를 사용하는 것이 낫다.[68][72]

3.4.1.2 Abel's inversion 의 적용

Abel's inversion 을 적용하기 위해 아래의 그림과 같이 플라즈마는 $r=R$ 이후의 공간에서는 존재하지 않고, R 은 cylindrically symmetric 하다고 가정한다.

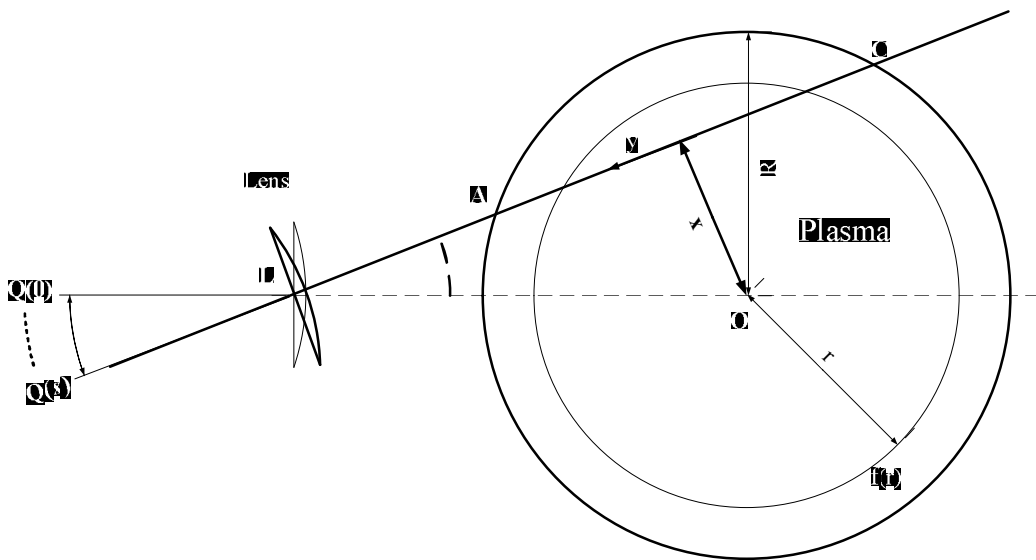


그림 3.4.1. 플라즈마 중심에서 거리에 따른 광량 측정.

플라즈마의 중심에서 r 만큼 떨어진 공간에서의 빛의 emissivity 는 cylindrical symmetric 한 성질에 의해 r 에 대한 함수 $f(r)$ 로 나타낼 수 있다.[64][65][73][74]

플라즈마의 중심에서 x 떨어진 직선 경로로 렌즈를 통해 받아들이는 광량 $Q(x)$ 는 경로 \overline{AC} 상의 emissivity 를 적분한 식으로 나타낼 수 있다.

$$Q(x) = \int_A^C f(r) dy$$

$$= 2 \int_x^R f(r) \frac{r}{(r^2 - x^2)^{1/2}} dr \quad (3.4.7)$$

위의 식은 Abel's integral equation 이라 하며 위의 식을 inversion 한 값 $f(r)$ 은 다음과 같이 나타내어진다.

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dQ(x)}{dx} \frac{dx}{(x^2 - r^2)^{1/2}} \quad (3.4.8)$$

(3.4.8) 식을 수치해석적으로 나타내기 위해 아래의 그림과 같이 플라즈마를 r 의 방향으로 크기 a 의 두께를 가지고 구간 안의 emissivity가 일정한 링으로 생각하고,

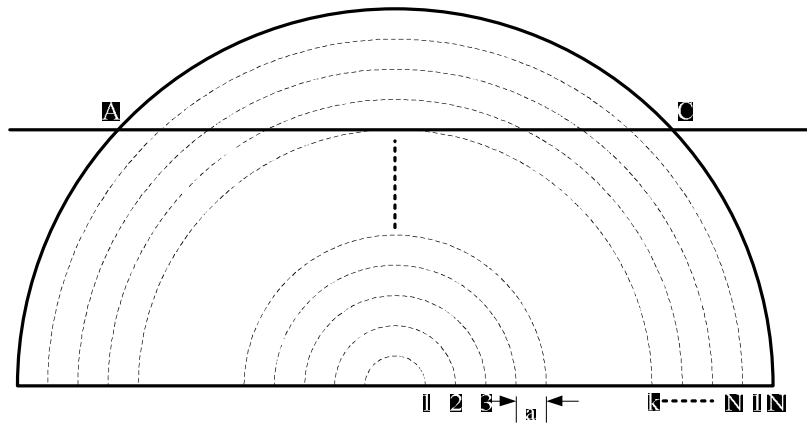


그림 3.4.2. Cylindrically symmetric 의 가정 하의 같은 emissivity 를 가지는 링.
 $r^2 = v, x^2 = u$ 라 하면 다음의 식으로 나타낼 수 있다.

$$f(r(v)) = -\frac{1}{\pi} \int_v^{R^2} \frac{dQ(u)}{du} \frac{du}{(u-v)^{1/2}} \quad (3.4.9)$$

로 나타낼 수 있다. 여기에서 $Q(u)$ 가 각각의 영역에서 v 에 대해 linear function이라고 하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$f_k = f(ak) = -\frac{1}{\pi} \sum_{n=k}^{N-1} \frac{dQ_n(u)}{du} \int_{(an)^2}^{(a(n+1))^2} \frac{du}{(u-(ak)^2)^{1/2}} \quad (3.4.10)$$

여기에서 $\frac{dQ_n(u)}{du}$ 는

$$\frac{dQ_n(u)}{du} = \frac{Q_{n+1}(u) - Q_n(u)}{a^2\{(n+1)^2 - n^2\}}$$

$$= \frac{Q_{n+1}(u) - Q_n(u)}{a^2(2n+1)} \quad (3.4.11)$$

로 수치해석적으로 계산된다.

$$\begin{aligned} f_k &= -\frac{1}{\pi} \sum_{n=k}^{N-1} \frac{Q_{n+1}(u) - Q_n(u)}{a^2(2n+1)} 2 \left\{ (a^2(n+1)^2 - a^2k^2)^{\frac{1}{2}} - (a^2n^2 - a^2k^2)^{\frac{1}{2}} \right\} \\ &= -\frac{2}{\pi a} \sum_{n=k}^{N-1} \frac{((n+1)^2 - k^2)^{\frac{1}{2}} - (n^2 - k^2)^{\frac{1}{2}}}{2n+1} \{Q_{n+1}(u) - Q_n(u)\} \end{aligned} \quad (3.4.12)$$

이 수식에서 $A_{k,n} = \frac{((n+1)^2 - k^2)^{\frac{1}{2}} - (n^2 - k^2)^{\frac{1}{2}}}{2n+1}$ 로 놓으면

$$\begin{aligned} f_k &= -\frac{2}{\pi a} \sum_{n=k}^{N-1} A_{k,n} \{Q_{n+1}(u) - Q_n(u)\} \\ &= -\frac{2}{\pi a} (A_{k,k}Q_{k+1} - A_{k,k}Q_k + A_{k,k+1}Q_{k+2} - A_{k,k+1}Q_{k+1} + \cdots + A_{k,N-1}Q_N - \\ &\quad A_{k,N-1}Q_{N-1}) \\ &= -\frac{2}{\pi a} \{-A_{k,k}Q_k + (A_{k,k} - A_{k,k+1})Q_{k+1} + (A_{k,k+1} - A_{k,k+2})Q_{k+2} + \cdots \\ &\quad + (A_{k,N-2} - A_{k,N-1})Q_{N-1} + A_{k,N-1}Q_N\} \\ &= -\frac{2}{\pi a} \sum_{n=k}^{N-1} B_{k,n} Q_n \end{aligned} \quad (3.4.13)$$

여기에서

$$B_{k,n} = \begin{cases} = -A_{k,k} \quad (n = k) \\ = A_{k,n-1} - A_{k,n} \quad (n \geq k+1) \\ = \frac{(n^2 - k^2)^{\frac{1}{2}} - ((n-1)^2 - k^2)^{\frac{1}{2}}}{2n-1} - \frac{((n+1)^2 - k^2)^{\frac{1}{2}} - (n^2 - k^2)^{\frac{1}{2}}}{2n+1} \\ = A_{k,N-1} \quad (n = N) \end{cases}$$

여기에서 Q_N 의 경우 처음에 $r=R$ 이후에는 광원이 없다고 가정했기 때문에 위의 $B_{k,n}$ 에서 $n=N$ 조건의 경우 0 이 된다.

때문에 실제 계산의 경우 $k=0 \sim N-1$ 까지가 되고 $B_{k,n}$ 의 경우 아래와 같이 나타내어 진다.

$$B_{k,n} = \begin{cases} = -A_{k,k} (n = k) \\ = A_{k,n-1} - A_{k,n} (n \geq k + 1) \\ = \frac{(n^2 - k^2)^{\frac{1}{2}} - ((n-1)^2 - k^2)^{\frac{1}{2}}}{2n-1} - \frac{((n+1)^2 - k^2)^{\frac{1}{2}} - (n^2 - k^2)^{\frac{1}{2}}}{2n+1} \end{cases}$$

위의 수식을 행렬식으로 나타내면,

$$\mathbf{f} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{Q} \quad (3.4.14)$$

\mathbf{f} 와 \mathbf{Q} 는 $n \times 1$ 의 크기를 갖는 행렬이며, \mathbf{B} 의 경우는 $n \times n$ 의 크기를 갖는다. 실제 측정치인 \mathbf{Q} 는 $x = 0$ 부터 $x = a(n-1)$ 까지의 측정치로 이루어진 행렬이다. \mathbf{B} 는 위의 수식을 바탕으로 계산된 행렬로 다음과 같이 나타내어 진다.

$$B_{m,n} = \begin{cases} = \frac{-2(n^2 - (n-1)^2)^{\frac{1}{2}}}{\pi a(2n-1)} (m = n) \\ = \frac{8(n-1)((n-1)^2 - (m-1)^2)^{\frac{1}{2}} - 2(2n-1)((n-2)^2 - (m-1)^2)^{\frac{1}{2}} - 2(2n-3)(n^2 - (m-1)^2)^{\frac{1}{2}}}{\pi a(4(n-1)^2 - 1)} (n \geq m+1) \\ = 0 \end{cases} \quad (3.4.15)$$

앞에서 구한 행렬식에 측정한 intensity 를 대입하여 emissivity 의 공간분포를 계산한다.

3.4.2 라디칼 공간 분포 측정

라디칼의 상대 밀도의 실제 측정 데이터를 통하여 공간 분포 측정을 설명하고자 한다. 측정 실험 조건은 ICP 장비의 5 mTorr , 1000 W source power 의 조건이다. 실제 라디칼의 공간 분포 측정실험에서는 렌즈의 각도를 $\angle OLC$ 를 조절하면서 측정하므로 플라즈마 중심에서의 거리를 등 간격 a 로 측정하기 힘들다. 실제 측정에서는 1° 간격으로 라디칼 광량을 측정하게 되므로 이 때의 플

라즈마 중심에서의 거리 x 를 계산하면 다음의 표와 같다.

θ (°)	기관중심과 경로의 거리(mm)	θ (°)	기관중심과 경로의 거리(mm)
0	0	13	101.228
1	7.854	14	108.865
2	15.705	15	116.469
3	23.551	16	124.037
4	31.390	17	131.567
5	39.220	18	139.058
6	47.038	19	146.506
7	54.841	20	153.909
8	62.628	21	161.266
9	70.396	22	168.573
10	78.142	23	175.829
11	85.864	24	183.031
12	93.560	25	190.178

표 3.4.1. 렌즈의 각도에 따른 플라즈마 중심으로 부터의 거리.

렌즈로부터 플라즈마 중심까지의 거리는 450 mm 이며 원통형 시창의 깊이 때문에 렌즈의 각도는 최대 25 ° 까지 움직일 수 있다. 아래의 그림과 같이 측정된 각도 별 intensity 를 spline 보간법을 이용하여 플라즈마 중심부터의 거리 0 mm 에서 200 mm 까지 계산한다.

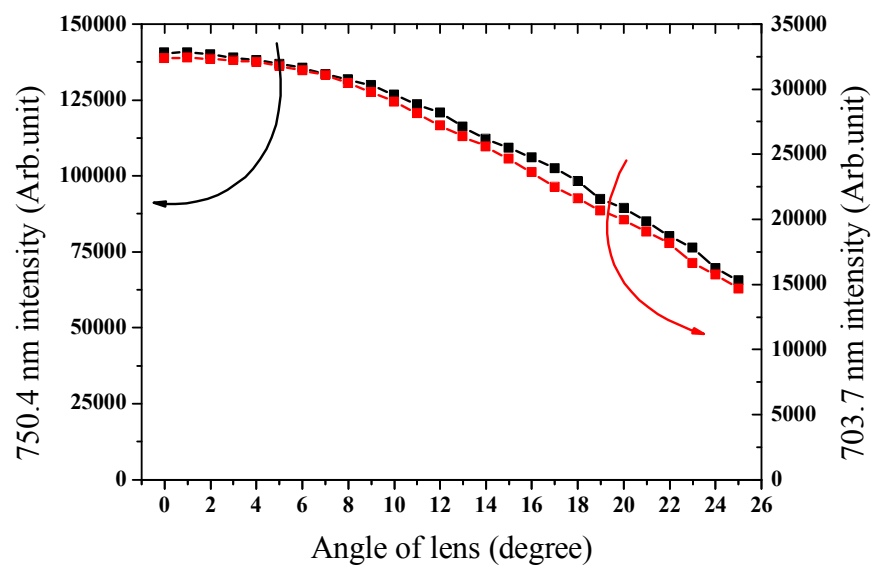


그림 3.4.3. 렌즈의 각도에 따른 라디칼 별 intensity.

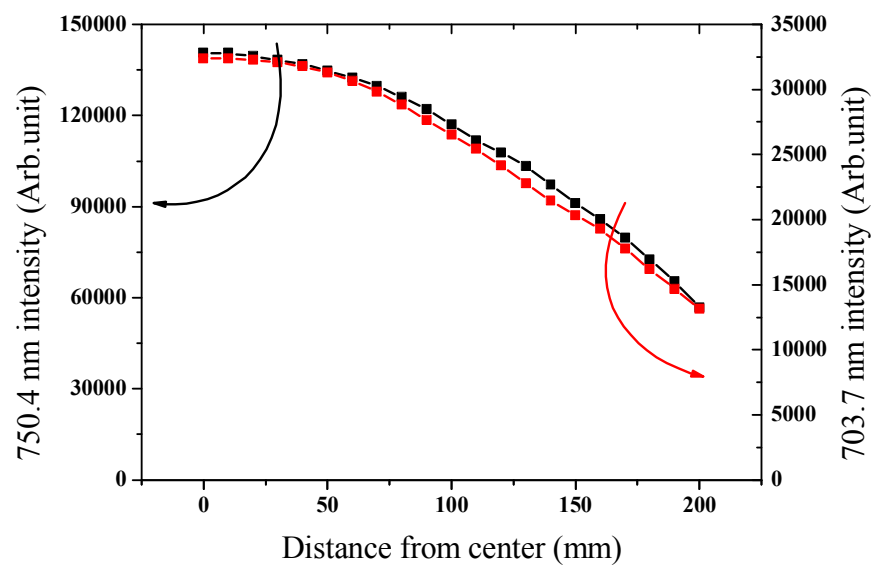


그림 3.4.4. spline 보간법으로 계산된 x 에 따른 라디칼 별 intensity.

이렇게 얻어진 intensity 에 앞에서 구한 행렬식에 대입하면 다음의 그림과 같은 emissivity 의 공간 분포를 계산할 수 있다.

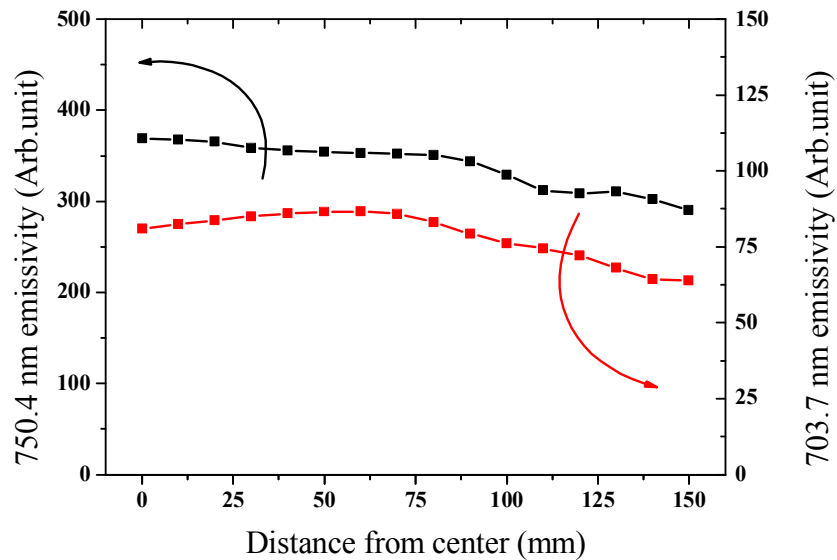


그림 3.4.5. 반경에 따른 라디칼 별 emissivity.

Emissivity 의 경우 실제 장비에서 식각이 이루어지는 0 mm 에서 150 mm 의 계산만을 하게 된다. 실제로 $r=R$ 이상의 거리에서는 플라즈마가 존재하지 않는다고 가정하였기 때문에 $r=R$ 에 가까울수록 오차가 늘어난다.

이렇게 얻어진 측정 라디칼 F 의 703.7 nm 파장의 emissivity 와 actinometer Ar 의 750.4 nm 파장의 비를 통해 아래의 그림과 같은 F 라디칼 상대 밀도의 공간 분포를 구한다.

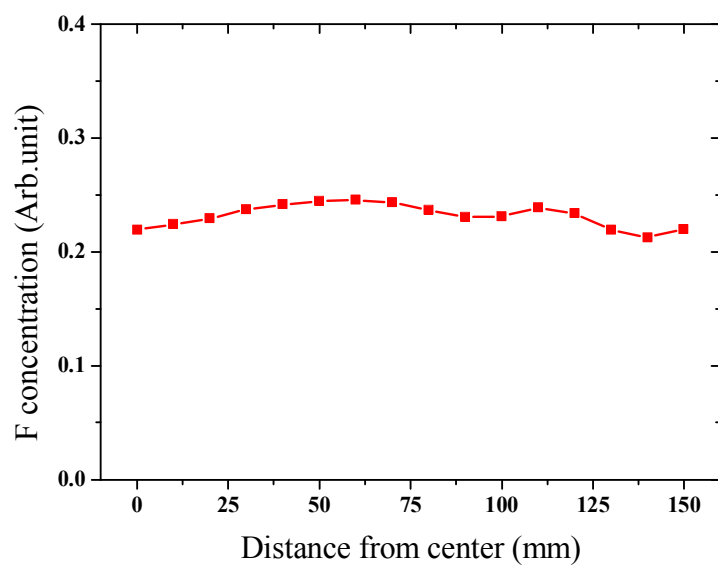


그림 3.4.6. 반경에 따른 F 라디칼의 상대 밀도.

제 4 장 M-ICP 의 방전 특성.

4.1 M-ICP 의 구성 및 자장 인가 조건.

선행 연구에서 다음의 그림과 같이 ICP 장비를 감싼 코일에 인가된 전류의 비율 및 방향을 변화시켜서 최적의 자장 조건을 확인한 바 있다.[39][47] 자장은 장비의 여러 부분에 부착된 전자석을 통해 인가되며 조절할 수 있다. 전자석을 사용할 경우 영구 자석을 사용할 때에 비해 공정에 따른 자장의 조절이 용이할 것으로 생각된다. 사용된 ICP 장비에 설치된 전자석은 총 4 곳이다. Matching box 하단부, RF window 하단부, substrate 근처, Turbo molecular pump 근처 등이다. 그림2.5.1 에서와 같이 matching box 하단부에는 총 3 개의 코일이, TMP 근처에는 총 2개의 코일이 위치해 있다. 각각의 코일은 여러 겹의 에나멜 코팅 처리가 된 copper 재질의 전선으로 이루어져 있다. 각 코일마다 전선의 감긴 횟수가 다른데 각 코일의 전선 횟수는 다음의 표와 같다.

	Top	Upper middle	Lower middle	Bottom inner	Bottom outer
감긴 횟수	1400 회	1000 회	1000 회	1400 회	1400 회

표 4.1.1. 각 코일에 감긴 전선의 횟수.

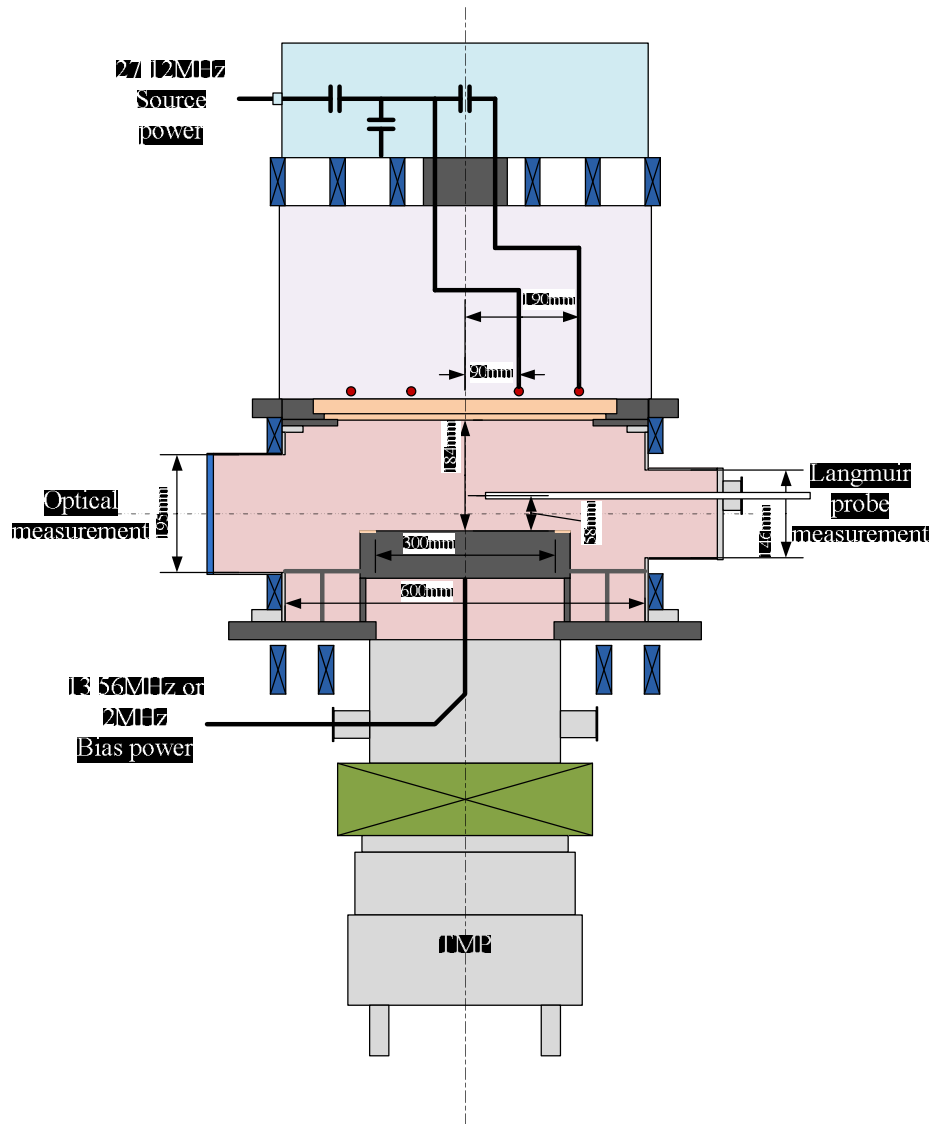


그림 4.1.1. ICP 장비와 자장을 인가하기 위한 코일.

본 연구에서는 선행 연구에서 확인한 자장 조건 중에 가장 두드러진 두 가지 조건 M-ICP-A, M-ICP-V 조건을 이용하여 자장의 세기 및 자장의 분포에 따른 플라즈마의 특성을 확인하고자 한다. 각 자장 조건은 기판의 중심을 기준으로 기판의 반경과 높이에 따라 증가하는 조건 (M-ICP-A) 과 감소하는 조건 (M-

ICP-V) 으로 나뉜다. 두 조건에서 자장의 세기에 따른 플라즈마의 특성을 확인하기 위해 4 부분의 코일에 다음의 표와 같이 전류를 인가하였다. 자장의 세기는 기판의 중심을 기준으로 측정하였다.

Condition	Top	Upper middle	Lower middle	Bottom inner	Bottom outer
4 G	100 mA	100 mA	100 mA	100 mA	100 mA
8 G	160 mA	160 mA	160 mA	160 mA	160 mA
12 G	240 mA	240 mA	240 mA	240 mA	240 mA
15 G	300 mA	300 mA	300 mA	300 mA	300 mA
17 G	340 mA	340 mA	340 mA	340 mA	340 mA
22 G	430 mA	430 mA	430 mA	430 mA	430 mA

표 4.1.2. M-ICP-A 자장 조건에서 코일 전류.

Condition	Top	Upper middle	Lower middle	Bottom inner	Bottom outer
4 G	260 mA	260 mA	260 mA	-750 mA	260 mA
8 G	350 mA	350 mA	350 mA	-750 mA	350 mA
12 G	450 mA	450 mA	450 mA	-750 mA	450 mA
15 G	510 mA	510 mA	510 mA	-750 mA	510 mA
17 G	560 mA	560 mA	560 mA	-750 mA	560 mA
22 G	660 mA	660 mA	660 mA	-750 mA	660 mA

표 4.1.3. M-ICP-V 자장 조건에서 코일 전류.

실험에 사용된 자장의 조건의 FEMM 자장 시뮬레이션 결과는 아래의 그림과 같다.

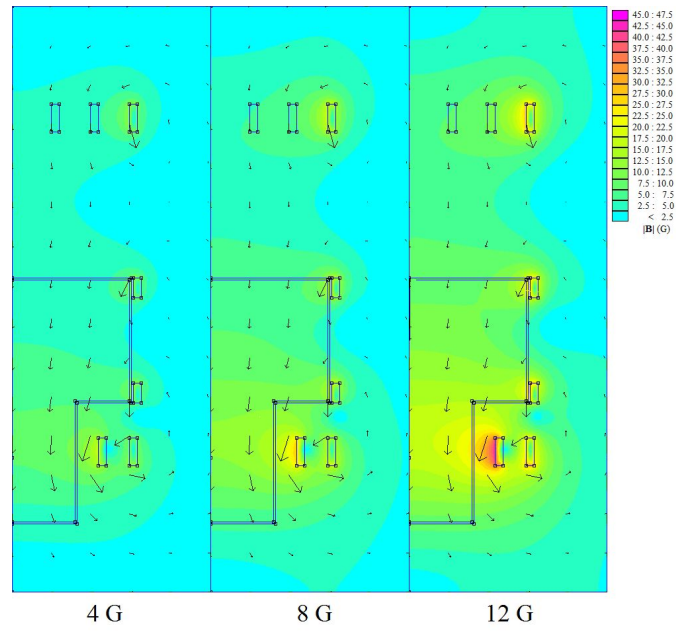


그림 4.1.2. 실험에 사용된 M-ICP-A 4 G, 8 G, 12 G 조건의 FEMM 결과.

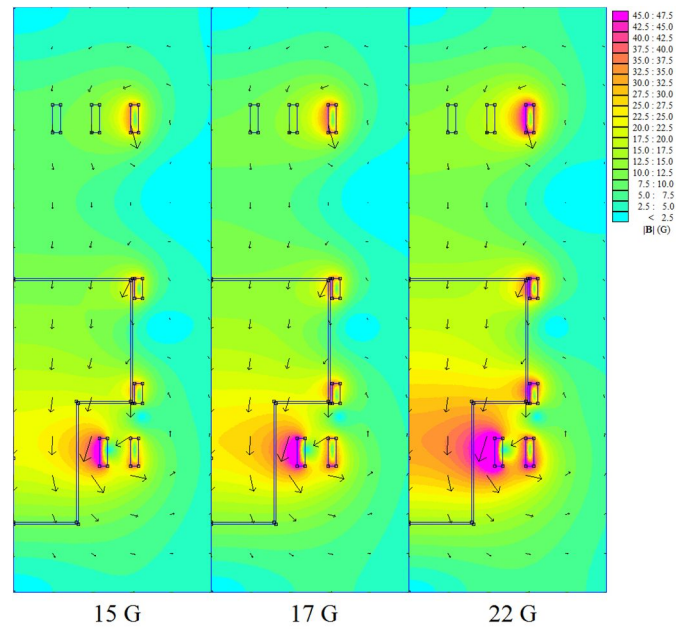


그림 4.1.3. 실험에 사용된 M-ICP-A 15 G, 17 G, 22 G 조건의 FEMM 결과.

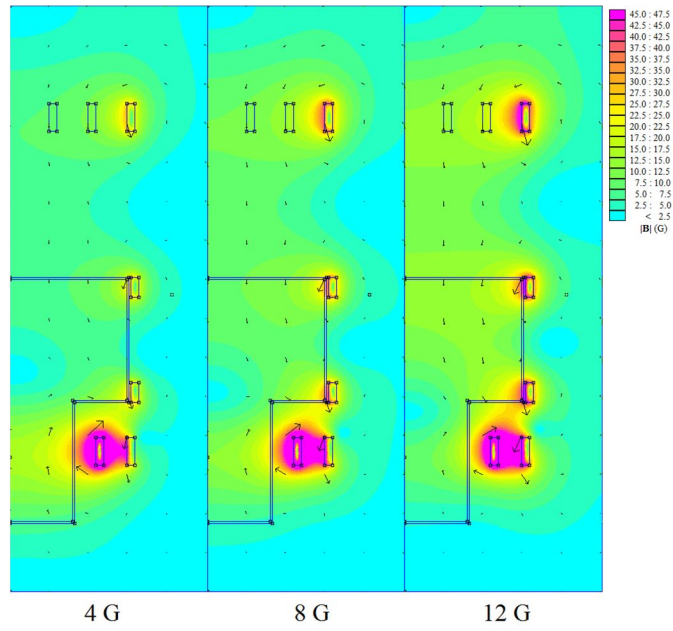


그림 4.1.4. 실험에 사용된 M-ICP-V 4 G, 8 G, 12 G 조건의 FEMM 결과.

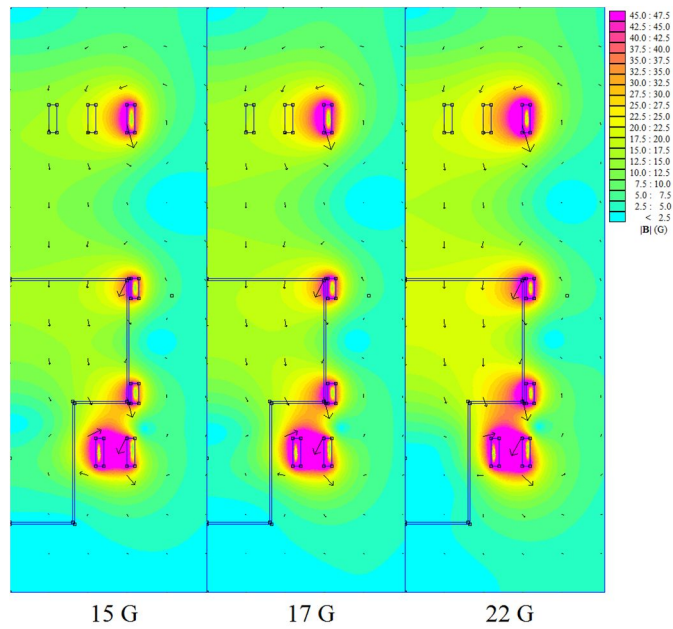


그림 4.1.5. 실험에 사용된 M-ICP-V 15 G, 17 G, 22 G 조건의 FEMM 결과.

M-ICP-V 조건의 경우, 기관 아래쪽 안쪽의 코일에 역방향의 -750 mA 의 전류를 인가시켜 반경 방향으로 증가하는 자장 조건을 구성하였다. 또한, 아래쪽 안쪽의 코일이 기관에서 가장 가까운 코일이므로 역방향의 전류를 인가함으로써 기관에서의 높이가 증가함에 따라 자장의 세기가 증가한다. M-ICP-A 자장 조건들의 경우에는 아래쪽 안쪽의 코일에 순방향의 전류를 인가함으로써 이 코일의 영향에 의해 반경과 높이에 따라 감소하는 자장 조건이 만들어졌다. 자장 조건에 따른 자장 분포는 다음의 그래프로 확인할 수 있다.

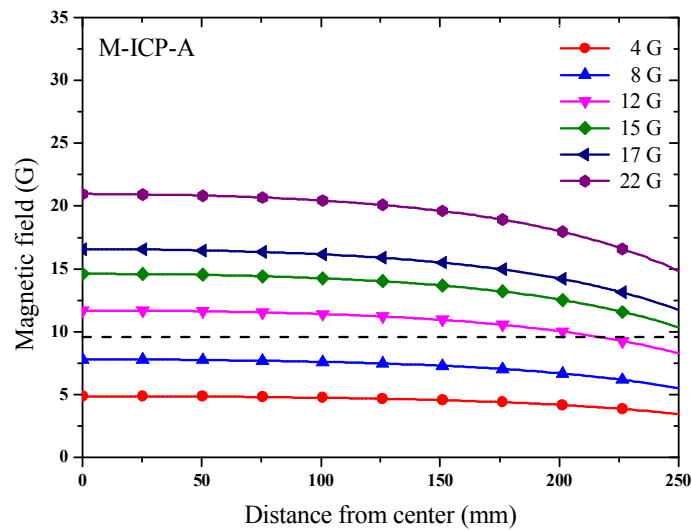


그림 4.1.6. M-ICP-A 자장 조건에서 반경에 따른 자장 분포.

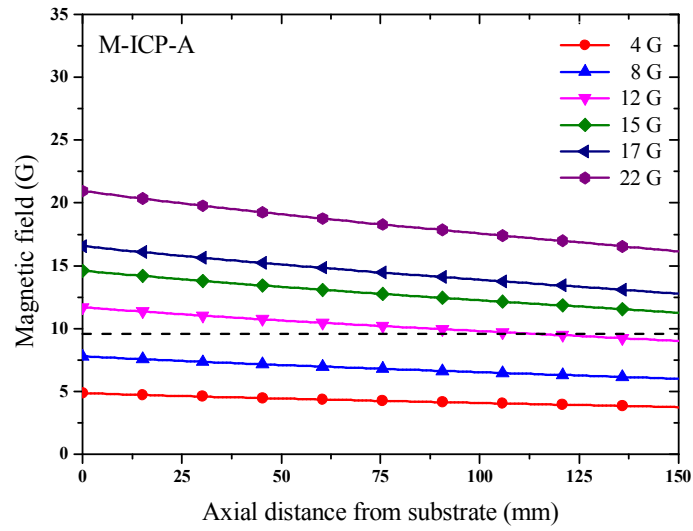


그림 4.1.7. M-ICP-A 자장 조건에서 높이에 따른 자장 분포.

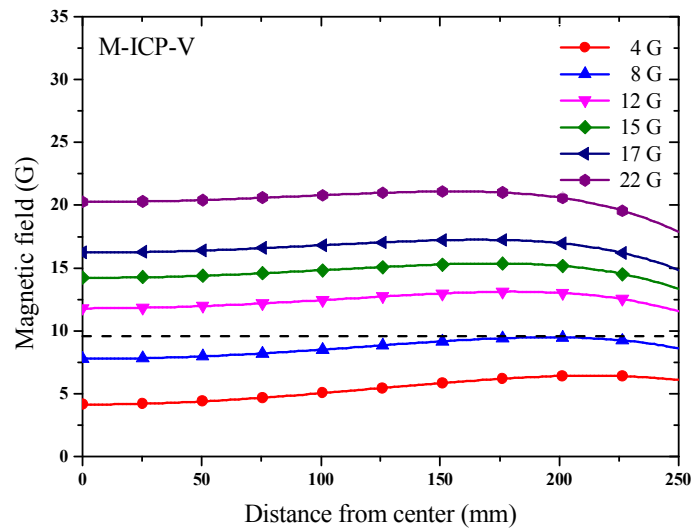


그림 4.1.8. M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른 자장 분포.

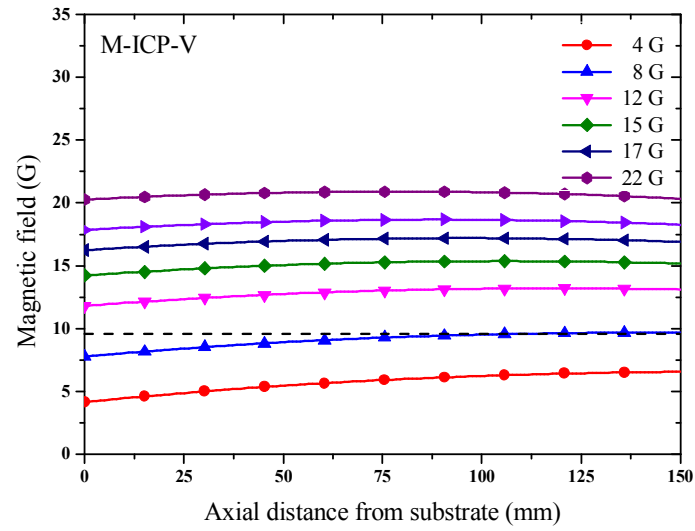


그림 4.1.9. M-ICP-V 자장 조건에서 높이에 따른 자장 분포.

그림에서 실험에 사용한 인가 주파수 ω 와 전자의 사이클로트론 주파수 ω_{ce} 가 같아지는 자장 조건을 점선으로 표시하였다.

4.2 자장 인가로 발생하는 현상.

4.2.1 Magnetic mirror.

ICP 에 인가된 자장은 fringing 효과뿐만 아니라 인가된 자장의 분포에 의해서 다음의 그림과 같이 높이 (z 방향) 에 따라 자기 선속의 크기가 다르다. 이러한 자장 조건에서는 자기 선속의 차이에 의해 magnetic mirror 효과가 일어나게 되어 플라즈마를 가둘 수 있다. (confinement)[1]

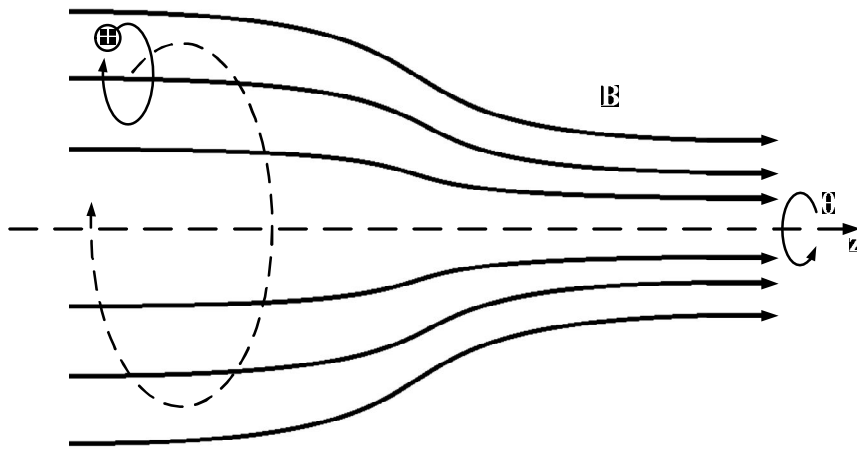


그림 4.2.1. Magnetic mirror field 에서 + 입자의 drift.[1]

그림과 같은 + 전하를 갖는 입자에 가해지는 z 방향의 Lorentz force 는 다음과 같다.

$$F_z = q(v_r B_\theta - v_\theta B_r) \quad (4.2.1)$$

여기에서 $B_\theta = 0$ 이다. 또한, B_r 은 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ 에서 B field 가 $r=0$ 에서 주어지고 r 방향으로 크게 변화하지 않다고 하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$B_r = -\frac{1}{2}r \left[\frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (4.2.2)$$

두 식을 통해 z 방향으로의 힘은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$F_z = -\frac{1}{2}qr v_\theta \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (4.2.3)$$

이러한 전하 입자의 운동에 의해 아래의 그림과 같이 converging 된 B field 가 형성되었을 때 플라즈마가 confine 되는 현상을 기대할 수 있다.

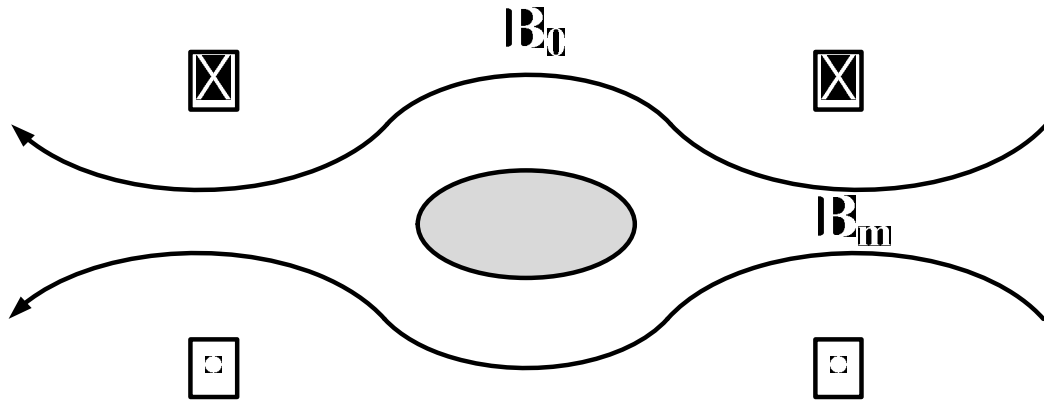


그림 4.2.2. Magnetic mirror 에 의해 갇힌 플라즈마.[1]

하지만 모든 조건에서 플라즈마 안의 대전 입자가 가두어 질 수 없다. 위의 그림과 같이 자장이 매끄럽게 증가하고 감소하도록 형성되었을 때 B_0 와 B_m 의 비인 $R_m = \frac{B_m}{B_0}$ 로 표현되는 값 $\theta_m = \sin^{-1} \left(R_m^{-\frac{1}{2}} \right)$ 과 대전입자의 진행방향과 B field 사이의 각도 θ 사이에 다음의 조건이 성립되어야 한다.

$$\theta \geq \theta_m$$

이 조건이 성립되지 않을 경우 입자는 magnetic mirror 를 벗어나게 된다. 그러므로 magnetic mirror 효과를 극대화하기 위해서는 θ_m 이 작아야 하며 즉, B_m 과 B_0 의 차이가 커야 한다.

4.2.2 R-wave 에 의한 전자 가열.

4.2.2.1 일반적 ICP 에서의 wave 진행 특성

플라즈마 내부에 진행되는 파장의 특성을 확인하기 위해 3.2 장에서 설명한 magnetic probe 를 이용하여 시변 자계의 공간적 분포를 측정하였다. 실험에서 사용된 자장 조건은 4.1 장에서 설명한 바와 같이 기판 중심을 기준으로 반경과 높이에 따라 감소하는 M-ICP-A 조건과 반경과 높이에 따라 증가하는 M-ICP-V 조건의 2 가지 분류이며 기판 중심을 기준으로 4 G, 8 G, 12 G, 15 G, 17 G, 22 G 로 총 12 가지 자장 조건이다. 실험에는 48 sccm 의 Ar 가스를 사용하였으며 전력 조건은 1000 W 의 27.12 MHz 의 소스 전력을 사용하였으며 기판에는 0 W 를 인가하였다. 장비 내부에서 magnetic probe 는 기판의 중심에서 높이 h 를 증가 감소 시키면서 높이 방향 z 축의 시변 자장을 측정하였으며 RF window 와 기판 사이의 거리 177 mm 에서 RF window 를 기준으로 13 mm 에서 170 mm 까지 측정하였다.

ICP 장비의 RF window 에서의 거리 13 mm 와 170 mm 위치에서 측정한 시변 자장은 다음과 같다. 두 위치에서의 시변 자장의 크기가 큰 차이를 보이는 것을 확인 할 수 있다. 두 위치에서의 시변 자장의 주파수는 소스 전력의 주파수와 같이 27.12 MHz 였다.

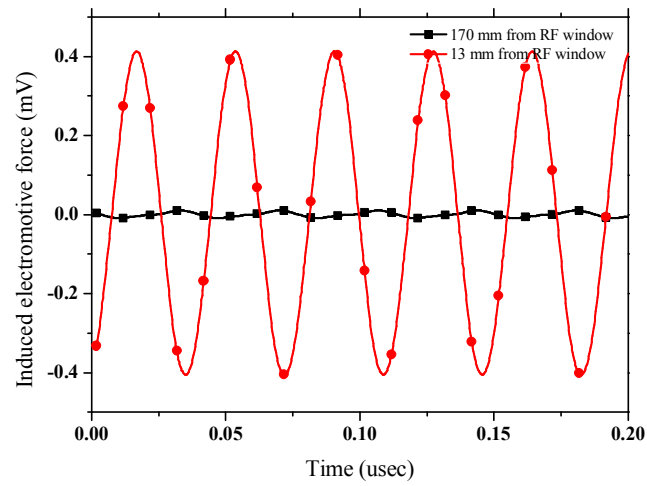


그림 4.2.3. ICP 조건에서 RF window 와 거리에 따른 시변 자장.

측정된 시변 자장의 RMS 값을 각 위치에 따라 측정한 그래프는 다음과 같다.

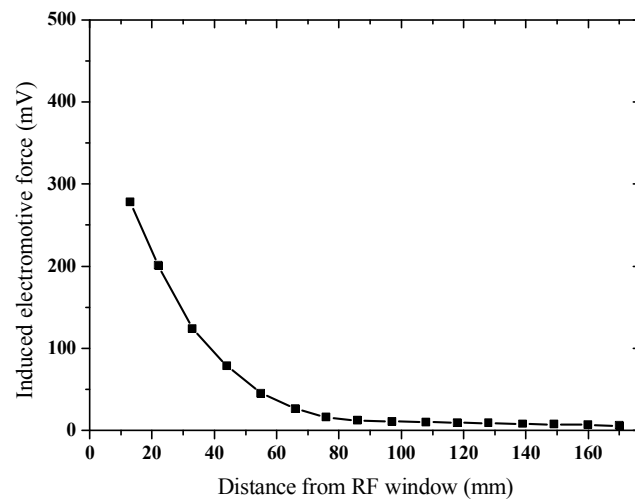


그림 4.2.4. ICP 장비에서 RF window 와 거리에 따른 시변 자장의 RMS 변화.

ICP 장비에서 RF window 에서의 거리에 따른 시변 자장의 RMS 값은 skin

depth 효과에 의해 대체적으로 지수 함수적으로 감소하는 모습을 보인다. 선행 연구에 의하면 플라즈마 투과 깊이는 5 mTorr 에서 십수 mm 정도의 크기로 알려져 있다.[13] 실제 측정한 ICP 에서의 시변 자장의 RMS 는 지수 함수적인 감소 모습을 보이고 지수 함수로 fitting 하여 계산하면 약 22.41 mm 의 투과 깊이를 보인다.

4.2.2.2 M-ICP 에서의 wave 진행 특성

M-ICP-A 17 G 자장과 M-ICP-V 17 G 자장 조건의 RF window 와 13 mm, 170 mm 떨어진 위치에서 측정한 시변 자장은 다음의 그림과 같다. ICP 조건과 비교하여 두 위치에서의 시변 자장의 크기 차이가 적어진 것을 확인 할 수 있다. 특히 M-ICP-V 조건의 시변 자장은 두 위치에서 크기의 차이가 크지 않은 것을 확인할 수 있다. 두 위치에서의 시변 자장의 주파수는 소스 전력의 주파수와 같이 27.12 MHz 였다.

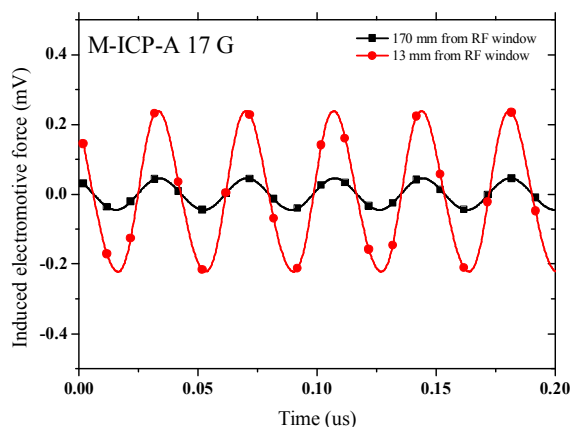


그림 4.2.5. M-ICP-A 조건에서 RF window 와 거리에 따른 시변 자장.

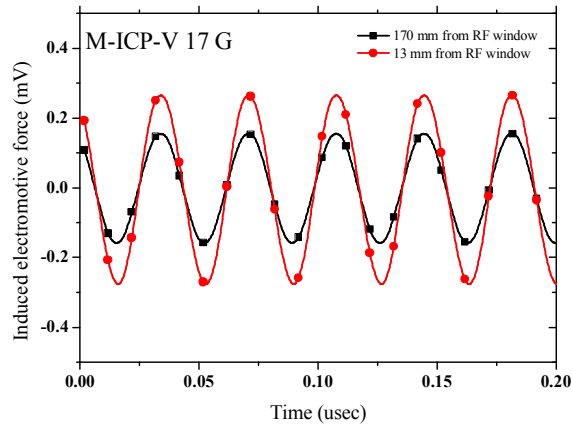


그림 4.2.6. M-ICP-V 조건에서 RF window 와 거리에 따른 시변 자장.

다음의 그림은 M-ICP-A 자장과 M-ICP-V 자장에서 여러 자장의 세기 조건의 높이의 변화에 따른 RMS 값 분포이다.

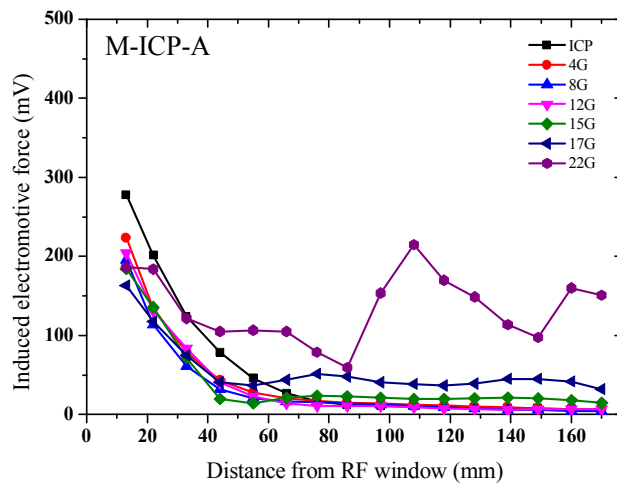


그림 4.2.7. M-ICP-A 자장 조건에서 RF window 와 거리에 따른 시변 자장의 RMS 변화.

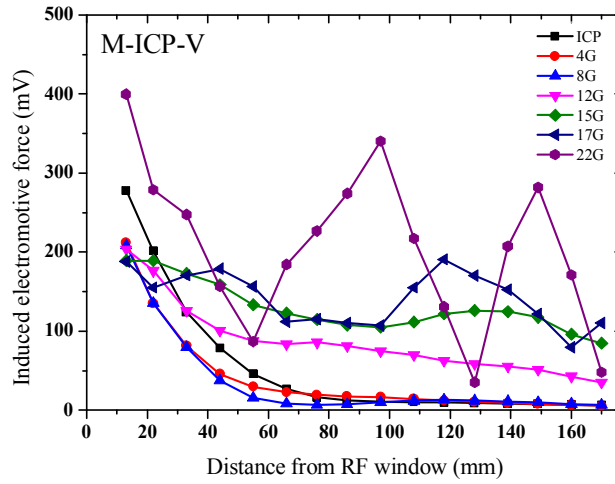


그림 4.2.8. M-ICP-V 자장 조건에서 RF window 와 거리에 따른
시변 자장의 RMS 변화.

우선 M-ICP-A 자장 조건을 확인하면, 12 G 조건까지 ICP 조건과 비교하여 RMS 값이 RF window 근처에서 급격히 감소 하여 큰 변화가 일어나지 않았다. 15 G 이상의 자장 조건의 경우 정상과 현상이 미약하게 나타났다. 여기에서 RMS 값이 ICP 에 비해 RF window 근처에서 더 급격히 감소하는 현상은 플라즈마의 밀도가 증가함에 따라 침투 깊이가 감소하여 나타나는 현상으로 설명할 수 있다.

$$\delta = \sqrt{\frac{\epsilon_0 mc^2}{n_0 e^2}} \quad (4.2.3)$$

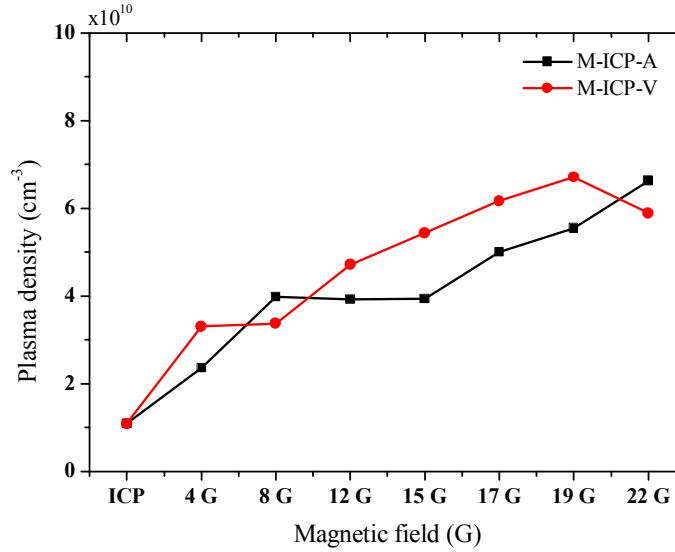


그림 4.2.9. 자장의 세기에 따른 기판 중심 15 mm 높이에서의 플라즈마 밀도. 위의 그림은 기판 중심 위 15 mm 높이에서의 자장의 크기에 따른 플라즈마 밀도의 변화이다. 자장이 증가함에 따라 플라즈마의 밀도가 증가함을 알 수 있다. 밀도의 증가에 따라 침투 깊이가 감소하게 되고 ICP 에 비해 RF window 근처에서 더 가파르게 RMS 값이 감소하게 된다. 한편 자장의 크기가 R-wave 에 의한 전자 가열 조건을 만족시키지 않음에도 자장의 증가에 따라 밀도가 증가하는 현상 또한 확인할 수 있다. 이는 자장에 의한 플라즈마의 confinement 현상에 의한 것으로 예상된다.

M-ICP-V 자장 조건을 확인하면, M-ICP-A 자장조건과 같이 8 G 조건까지는 큰 변화가 보이지 않는다. 하지만 M-ICP-A 자장 조건과 달리 12 G 이상의 조건에서 RMS 값이 크게 증가하는 것을 확인 할 수 있다. 이는 자장에 따라 변화하는 전자의 사이클로트론 주파수 $\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e}$ 가 $\omega = 2\pi \times 27.12\text{MHz}$ 와 같아지는 자장 조건 $G=9.69\text{ G}$ 이상의 자장이 분포하는 영역에 따른 것이다. 이는 R-wave

의 굴절률로 설명할 수 있다. R-wave 의 dispersion relation 에서 계산된 굴절률은 다음과 같다.

$$n = \frac{ck}{\omega} = \left\{ 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega_{ce} - \omega)} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4.2.4)$$

전력 주파수와 사이클로트론 주파수가 같아지는 9.69 G 이상의 자장이 형성되어야 굴절률이 0 보다 커지며 wave 가 반사되지 않고 진행하게 된다. 2 장에서 설명한 자장 분포 그래프를 볼 때, M-ICP-A 12 G 조건의 경우는 RF window 근처에 9.69 G 이하의 자장이 분포하므로 wave 가 진행하지 못하고 반사된다. 반면 M-ICP-V 자장의 경우 12 G 조건의 모든 높이에서 9.69 G 이상인 것을 확인할 수 있다. 이로 인해 M-ICP-V 12 G 자장 조건에서는 R-wave 가 플라즈마 내로 진행하게 되며 이에 의한 전자 가열이 발생한다.

또한 RMS 결과를 통해 증가하는 자장 조건에서 RMS 값이 큰 것을 알 수 있다. 자장이 인가된 ECR 플라즈마의 선행 연구에 의하면, 플라즈마를 효율적으로 장비 내에 발생시키려면 플라즈마에 인가된 소스 전력의 주파수와 같은 사이클로트론 주파수의 자장이 자기장의 표면이 아닌 챔버 내부에 존재하되 이 지점에 도달하기 전에 파장이 반사되지 않도록 해야 한다. 이를 위하여 RF window 에서의 거리가 증가할수록 감소하는 자장 분포가 적절하며 굴절률은 0 보다 커야 한다. [17]

자장이 강한 조건에서는 파장의 RMS 값이 정상파의 형태를 보이는데 이는 플라즈마 내의 감쇠율이 충분치 못해서 기관에 의해 생기는 반사파로 생각된다. 자장의 세기가 세질수록 반사되는 파동이 강해져서 정상파의 모습이 더욱더 뚜렷한 것을 확인할 수 있다.

4.2.2.3 실험 요약 및 결론

플라즈마 내부 R-wave 의 진행과 이에 따른 전자 가열에 대해 확인하기 위해 3.2 장에서 설명한 magnetic probe 를 이용하여 시변 자장을 측정하였다. 통상적인 ICP 장비의 경우 시변 자장이 투과 깊이를 22.41 mm 로 가지며 RF window 와 거리에 따라 감소하였다. 자장이 인가된 경우에는 자장의 크기에 따라 플라즈마 밀도가 증가하였으며 이에 따라 투과 깊이가 작아진 것을 확인할 수 있다. R-wave 가 플라즈마 내로 진행하기 위해서는 전자의 사이클로트론 주파수가 인가된 소스 전력 주파수 27.12 MHz 이상이 되어야 하며 이를 만족시키기 위해서는 자장이 9.69 G 이상이어야 한다. 이는 자장의 분포와 크기에 따른 시변 자장의 크기 변화에서 확인되었으며 M-ICP-A 자장 조건의 경우 15 G 이상의 조건에서 시변 자장에 의한 정상파의 모습이 확인되었다. M-ICP-V 자장 조건의 경우에는 12 G 이상의 조건에서 시변 자장에 의한 정상파의 모습이 두드러지게 확인되었다. 두 자장 분포에서의 경향을 확인할 때 R-wave 의 플라즈마 내 진행을 위해 자장이 높이에 따라 증가하는 M-ICP-V 자장 조건이 유리하며 자장의 크기가 M-ICP 의 경우 9.69 G 이상이어야 함을 확인하였다.

4.2.3 Flute instability.

자장의 분포에 따라 원통형 플라즈마에서 flute instability 현상이 나타날 수 있다. 자장의 방향이 파동의 진행방향과 평행할 때 flute instability 현상은 아래의 그림과 같이 플라즈마 밀도의 gradient 의 방향과 자장의 gradient 의 방향이 같을 때 일어나게 된다.[1][75]

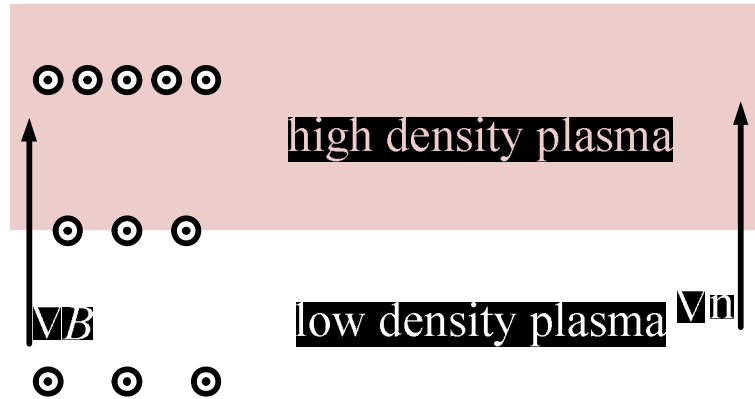


그림 4.2.10. Flute instability 현상이 일어나는 자장과 밀도의 기울기 방향.[75]
 자장의 gradient 가 아래의 그림과 같은 방향일 경우 + 전하를 가지는 이온과 전자가 받는 힘은 다음과 같다

$$\mathbf{F}_{\nabla B} = -\frac{1}{2}|q|v_{\perp}r_L\nabla B \quad (4.2.5)$$

여기에서 r_L 는 Larmor 반지름으로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad (4.2.6)$$

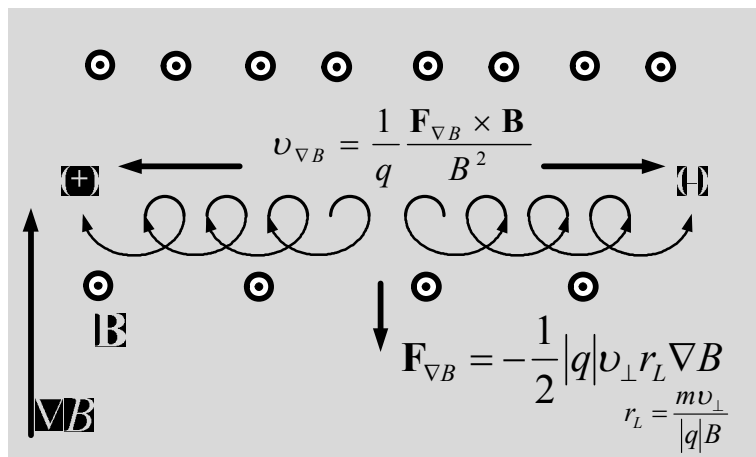


그림 4.2.11. 자장의 gradient 에 의한 drift.[75]

자장의 gradient 에 의한 힘은 + 전하의 이온과 전자에서 방향이 같다. 이 힘에

의해 이온과 전자는 drift 를 하게 되며 이 drift 속도는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$v_{\nabla B} = \frac{1}{q} \frac{\mathbf{F}_{\nabla B} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (4.2.7)$$

이온과 전자의 drift 방향이 반대이며 다음의 그림과 같이 작은 파동이 있을 경우 전자와 이온의 drift 에 의해 charge separation 이 일어나게 된다.

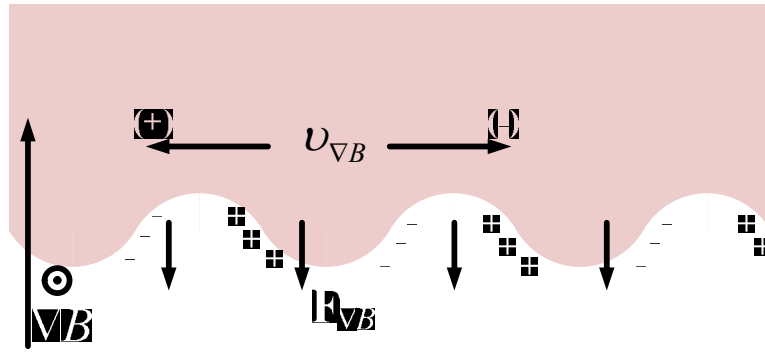


그림 4.2.12. $\mathbf{F}_{\nabla B}$ 에 의한 charge separation.[75]

아래의 그림과 같이 경계면에서 분리된 전자와 이온에 의해 전기장이 형성된다.

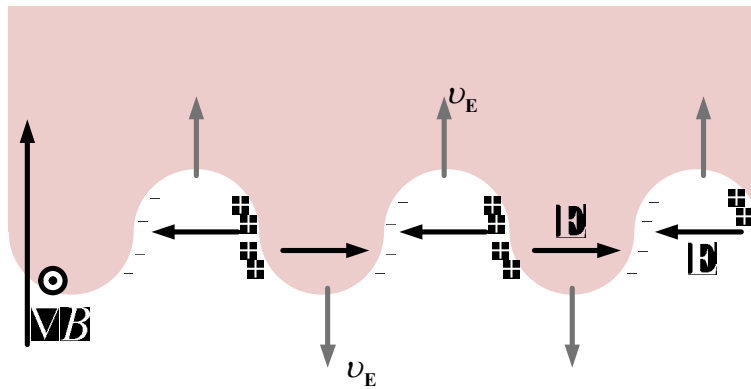


그림 4.2.13. 분리된 전하로 형성된 전기장과 파동의 심화.[75]

이 전기장에 의한 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift 는 아래의 그림과 같이 작용한다. $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift 는 파동이 심화되는 방향으로 작용하며 flute instability 현상이 심화된다.

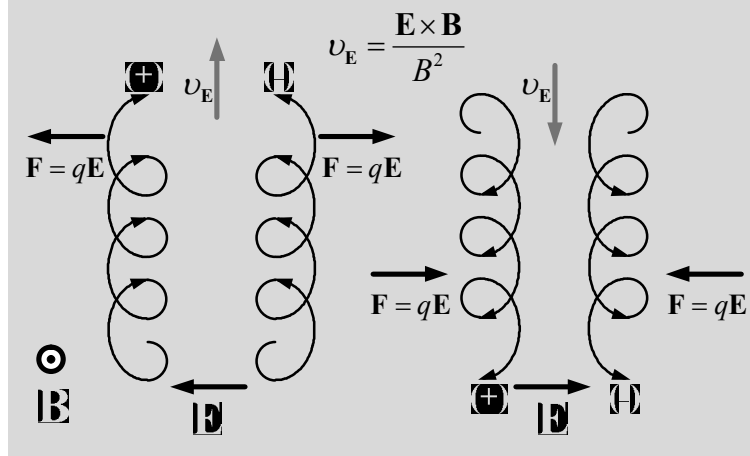


그림 4.2.14. \mathbf{E} 의 방향에 따른 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift.[75]

이 mechanism 으로 인해 flute instability 가 형성되고 증폭된다. 불안정한 플라즈마의 상태로 인해 플라즈마의 손실이 증가되며 플라즈마를 이용한 공정 균일도에 영향을 미칠 수 있다. 본 실험에서 사용된 M-ICP 의 경우와 같이 자장의 gradient 로 인한 flute instability 의 dispersion relation 은 다음과 같다.

$$\omega = \frac{1}{2} k v_0 \pm \left[\frac{1}{4} k^2 v_0^2 + \frac{1}{m} \mathbf{F}_{\nabla B} \cdot \left(\frac{\nabla n_0}{n_0} \right) \right]^{1/2} \quad (4.2.8)$$

위의 수식에서 ω 가 복소수일 경우, 즉, 아래의 조건이 성립될 때 flute instability 현상이 일어나게 된다.

$$-\frac{1}{m} \mathbf{F}_{\nabla B} \cdot \left(\frac{\nabla n_0}{n_0} \right) > \frac{1}{4} k^2 v_0^2 \quad (4.2.9)$$

즉, $\mathbf{F}_{\nabla B}$ 와 밀도의 gradient 의 방향이 반대여야 한다. $\mathbf{F}_{\nabla B}$ 는 ∇B 에 방향이 반대이기 때문에 ∇B 와 ∇n 이 같은 방향일 때 flute instability 현상이 일어난다. 이런 flute instability 가 발생할 경우, 플라즈마가 불안정해지며 loss 의 증가로 인하여 밀도와 균일도 측면에서 불리해 진다.

4.3 자장의 구배에 따른 flute instability 현상과 균일도 특성.

일반적인 ICP 장비에 자장이 인가되었을 때 예상되는 특성의 하나는 flute instability 에 의한 플라스마의 불안정성과 그에 따른 균일도의 변화이다. 본 연구에 사용된 자장의 분포는 $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ 인 자장으로 앞 장에서 설명한 바와 같이 ∇B 에 의한 flute instability 를 예상할 수 있다. 본 장에서는 ∇B 에 따른 flute instability 의 변화와 이에 따른 oxide 식각 속도의 균일도에 대한 영향을 실험으로 확인하려 한다.

4.3.1 선행 연구 소개.

플라스마 장비에 자장을 인가하였을 때 자장의 기울기와 밀도의 기울기의 방향에 따라서 또는 magnetic cusp 가 인가되었을 때 자장의 curvature 에 의해 flute instability 현상이 생긴다. 이에 따라 플라스마의 안정성의 감소가 일어난다. 이러한 플라스마의 불안정성에 의해 균일도에도 영향을 미칠 수 있다. 이러한 flute instability 현상의 측정에 대한 연구는 주로 instability 를 완화시키거나 안정화 시키는 방향으로 연구가 이루어졌다.[76][77][78][79] 이러한 선행 논문에 대하여 살펴보면 S. I. Kishimoto[78] 는 자장의 인가에 따른 flute instability 현상을 인가 주파수를 높임으로써 완화시키는 방법에 대해 확인하였다. 따라서 실제 flute instability 에 의한 fluctuation 측정 결과는 매우 드물다. 측정 기술의 발전에 따라 F. Yaguchi [80]의 Gold neutral beam probe 를 통한 측정과 M. Koga [81] 의 Ar ion spectrum 측정과 같은 방법으로 연구가 진행되었다. 본 연구에서는 이중 M. Koga 의 논문에서 Ar ion spectrum 측정과의 비교에 의해 검증된 Langmuir probe 를 통한 flute instability 의 측정 방법을 사용하였다. 기존의 연구실에 존재하는 Langmuir probe 를 이용하여 측정할 수 있다는 실험의 용이성이 있다. 또한 이전의 flute instability 실험의 경우, magnetic cusp 에 의한 instability 현상에

대한 연구로 $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ 인 자장 조건에서 자장의 기울기에 따른 현상의 연구는 보고된 바가 없다. 본 연구에서는 전자석을 이용하여 설계한 여러 자장 기울기 조건에서 flute instability 의 측정을 하였으며 실제 식각 균일도 결과와의 비교를 통해 instability 의 영향을 알아보았다. 또한 식각 균일도의 개선을 위한 자장 기울기 조건을 확인하려 한다.

4.3.2 기울기에 따른 자장의 분포.

앞에서 설명한 ∇B 로 인해 생긴 flute instability 를 이해하기 위해 자장의 구배를 변화시켰다. 4.1 장에서 설명한 바와 같은 M-ICP-A 자장 조건과 M-ICP-V 자장 조건 외에 자장의 기울기의 크기를 증가시킨 M-ICP-A doubled grad B 와 M-ICP-V doubled grad B 총 4 가지 자장 조건을 만족시키는 코일의 전류 조건을 설계하였다. 다음의 그림은 4 가지 자장 조건에 대한 코일의 전류 표와 FEMM 시뮬레이션 결과이다.

Coil currents conditions	M-ICP-A	M-ICP-A doubled grad B	M-ICP-V	M-ICP-V Doubled grad B
Top	340mA	200mA	560mA	600mA
Upper middle	340mA	200mA	560mA	715mA
Lower middle	340mA	200mA	560mA	600mA
Bottom inner	340mA	800mA	560mA	460mA
Bottom outer	340mA	340mA	-750mA	-940mA

표 4.3.1. 각 자장 조건의 코일 전류 값.

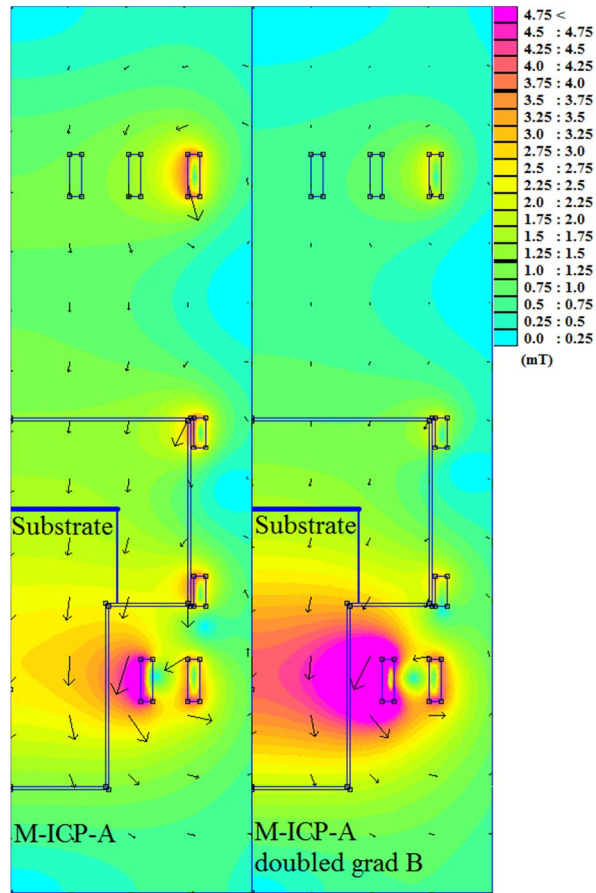


그림 4.3.1. M-ICP-A 자장과 M-ICP-A doubled grad B 자장 조건의 FEMM 결과.

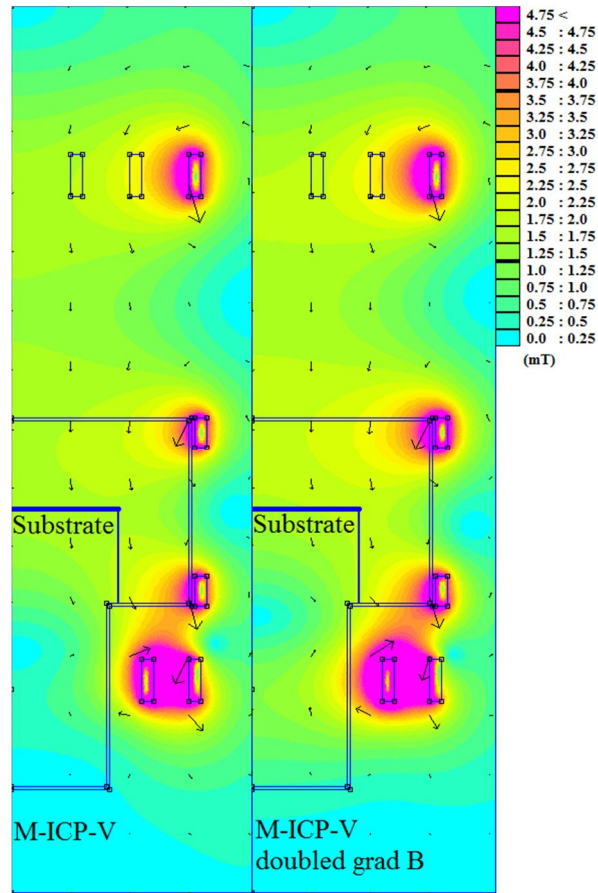


그림 4.3.2. M-ICP-V 자장과 M-ICP-V doubled grad B 자장 조건의 FEMM 결과.

네 가지 자장 조건은 기관의 중심에서 자장의 세기가 17 G 로 동일하게 설계되었다. M-ICP-A 조건과 M-ICP-V 조건에서 모두 반경과 높이에 따라 자장이 기준이 되는 17 G 에서 감소 또는 증가하도록 설계되었다. 네 가지 자장 조건과 ICP 조건에서 oxide line and space pattern 식각은 기관에서 이루어졌기 때문에 기관 높이에서의 자장의 분포가 중요하다. 이렇게 설계된 자장을 확인하기 위해 기관에서 중심과의 거리와 높이에 따른 자장의 분포를 측정하였다. 또한 아래의 그림과 같이 측정치를 FEMM 을 통해 계산된 수치와 비교하였다.

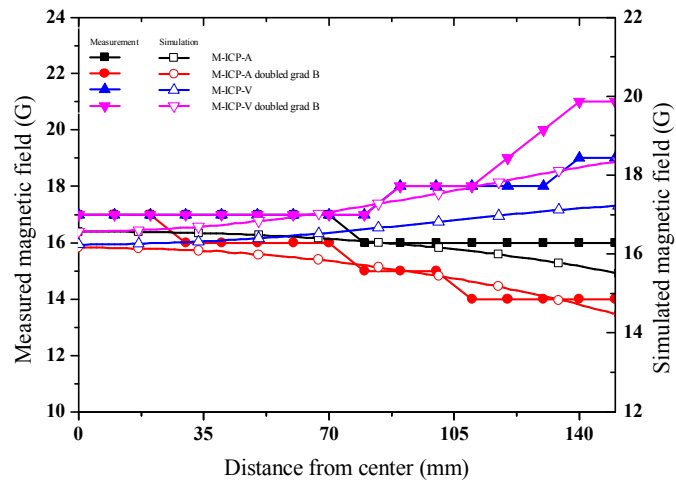


그림 4.3.3. 네 가지 자장 조건에서 기관 위의 자장 분포 및 FEMM 계산 값.

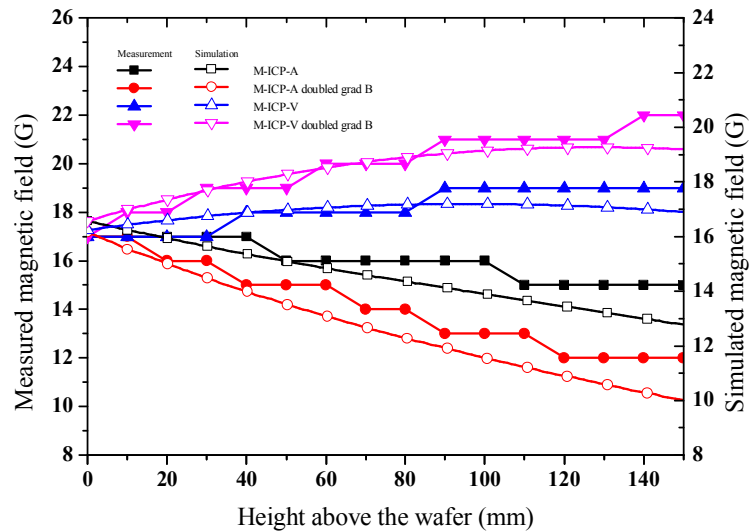


그림 4.3.4. 네 가지 자장 조건에서 높이에 따른 자장 분포 및 FEMM 계산 값.
자장의 측정에는 가우스 메터기를 사용하였다. 측정치와 FEMM 계산 값을 확

인할 때 계산 값에 비해 측정 값이 더 기울기가 크게 측정되었다. 또한 높이에 따른 자장의 세기는 계산 값에 비해 1~2 G 높게 측정되었다. 이는 기관의 Si wafer 와 세라믹 재질의 edge ring 및 장비 내의 다른 구조물의 영향으로 보인다. 하지만 자장의 설계 값과 마찬가지로 높이와 중심에서의 거리에 따라 증가 감소하는 자장의 분포가 또렷하게 드러난다.

실제 flute instability 의 영향은 bulk 플라즈마에서 크게 작용하기 때문에 flute instability 실험은 기관 위 58 mm 높이에서 측정하였다. 아래의 그림은 기관 위 높이 58 mm 에서 자장의 분포이다.

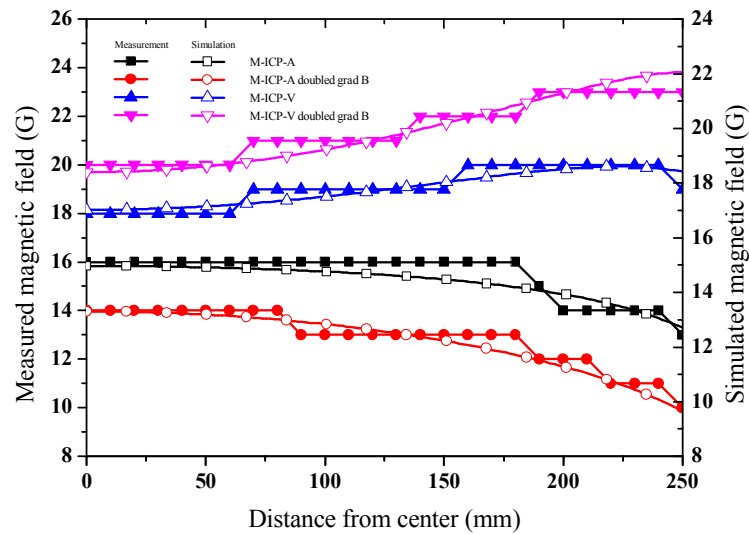


그림 4.3.5. 네 가지 자장 조건에서 기관 위의 자장 분포 및 FEMM 계산 값. 58 mm 높이에서 측정한 자장 분포 값은 기관 위의 측정 값과 같은 양상의 분포를 따른다. 이 네 가지 자장 조건에서 자장의 기울기에 따른 flute instability 의 양상을 측정하고 기관에서의 oxide 식각 속도의 균일도를 예측했다.

4.3.3 각 조건의 자장 기울기 분포.

식 4.2.8 의 flute instability 의 dispersion relation 으로 부터 flute instability 가 발생하기 위해서는 식 4.2.9 의 조건을 만족시켜야 하며 이 수식에 식 4.2.5 를 대입하여 전개하면 다음과 같다.

$$\frac{1}{2m} |q| v_{\perp} r_L \nabla B \cdot \left(\frac{\nabla n_0}{n_0} \right) > \frac{1}{4} k^2 v_0^2 \quad (4.3.1)$$

이 조건을 통해서 우선 자장의 기울기 방향과 플라즈마 밀도의 기울기 방향이 같아야 flute instability 현상이 발생한다는 점을 알 수 있다. FEMM 으로 계산된 58 mm 높이에서의 자장의 세기 값의 기울기를 계산하면 다음과 같다.

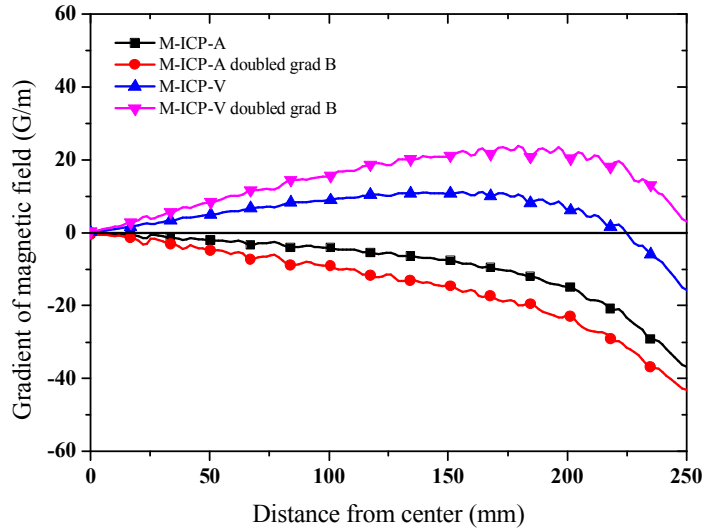


그림 4.3.6. FEMM 으로 계산 된 58 mm 높이에서 자장의 기울기 분포.

M-ICP-A 조건과 M-ICP-A with doubled magnetic gradient 조건에서는 기울기가 r 방향과 반대이며 두 조건에서 기울기의 차이가 나는 것을 확인할 수 있다. 또한 M-ICP-V 조건과 M-ICP-V with doubled magnetic gradient 조건에서는 r 벡터와 기울기가 동일한 것을 알 수 있다.

4.3.4 자장의 분포에 따른 플라즈마 밀도와 전자 온도의 분포.

이 네 가지 조건에서 플라즈마를 방전시켜서 플라즈마 밀도와 전자 온도의 분포를 확인하였다. 측정 실험을 진행한 플라즈마의 조건은 다음과 같다. 48 sccm 의 Ar 가스를 사용한 플라즈마이며 압력은 5 mTorr 이다. 소스 전력 조건은 1000 W 이며 기판에는 전력을 인가하지 않았다. 위치는 자장을 측정한 기판에서 58 mm 높이이며 DLP 를 이용하여 측정하였다. 실제 측정한 플라즈마 밀도와 전자 온도의 반경 분포는 다음과 같다.

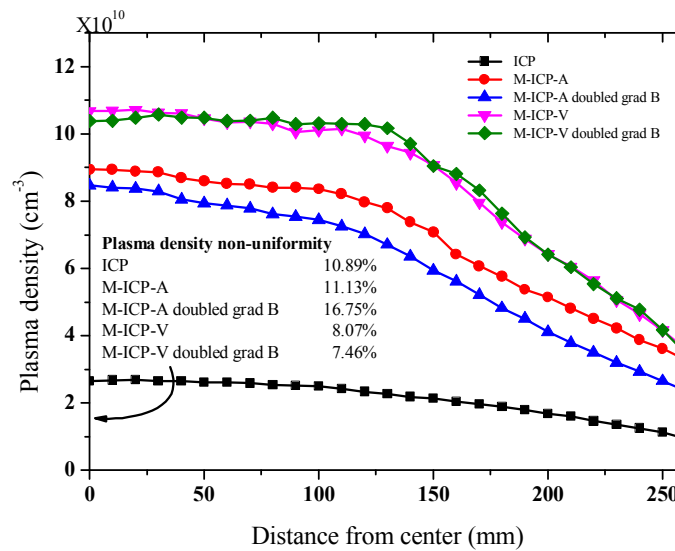


그림 4.3.7. 58 mm 높이에서 측정한 플라즈마 밀도 분포.

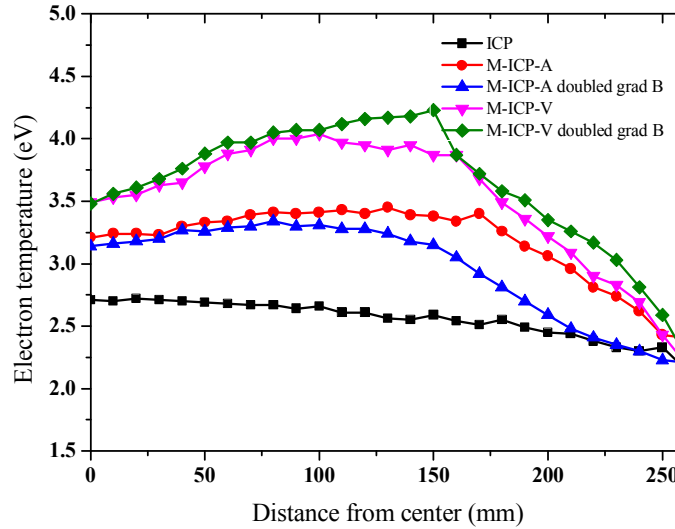


그림 4.3.8. 58 mm 높이에서 측정한 전자 온도 분포.

플라즈마 밀도는 다섯 가지 조건에서 모두 반경이 증가함에 따라 감소하는 분포를 보였다. 자장이 인가 된 네 가지 조건에서는 ICP 조건에 비해 3배 이상의 밀도 증가를 보였다. 이는 앞에서 설명한 R-wave 의 전자 가열에 의한 밀도 증가로 보인다. 또한 감소하는 자장 조건에 비해 증가하는 자장 조건에서 ICP 조건 대비 밀도의 증가가 큰 것을 확인할 수 있는데 이러한 결과는 자장의 mirror 효과 및 자장의 기울기로 인한 flute instability 유무의 효과로 예상된다. M-ICP-A 조건에서의 밀도가 M-ICP-A with doubled magnetic gradient 조건의 밀도보다 큰 것을 확인할 수 있다. 이 현상은 flute instability 에 의한 현상으로 예상된다. 수식에 의해 자장의 기울기가 커질수록 flute instability 현상이 증가하며 플라즈마의 stability 가 낮아지고 이로 인한 플라즈마의 loss 가 증가하여 밀도가 낮아지는 것을 예상할 수 있다.

플라즈마 밀도의 non-uniformity 의 경우, M-ICP-V with doubled magnetic gradient

조건에서 가장 낮은 것을 확인할 수 있다. 여기에서 non-uniformity 는 다음과 같이 계산된다.

$$\text{Non-uniformity(\%)} = \frac{(\text{maximum of plasma density} - \text{minimum of plasma density})/2}{\text{average of plasma density}}. \quad (4.3.2)$$

플라즈마 밀도 균일도는 wafer 의 크기인 150 mm 까지의 플라즈마 밀도를 이용해 측정했다. M-ICP-A with doubled magnetic gradient 조건에서 플라즈마 밀도의 균일도가 가장 나쁜 것을 확인할 수 있었다. M-ICP-A 조건에서는 ICP 에 비해 플라즈마 밀도의 최고치와 최저치의 폭이 크지만 평균 값의 증가에 의해 균일도가 크게 증가하지 않은 것을 알 수 있다. 반면 자장이 증가하는 두 조건의 경우 130 mm 까지 플라즈마 밀도의 변화가 거의 없는 것을 확인할 수 있다. 이후의 거리에서 기판 외부의 플라즈마의 영향으로 급격히 감소하는 것을 확인할 수 있다.

전자 온도의 결과는 플라즈마 밀도 결과와 마찬가지로 ICP 경우에 비하여 자장이 인가된 M-ICP 의 경우가 증가하는 결과를 확인할 수 있다. 또한 플라즈마 밀도 결과와 마찬가지로 자장이 증가하는 분포에서 자장이 감소하는 분포에 비하여 높은 전자 온도를 확인할 수 있다. 이는 R-wave 의 전자 가열에 의한 효과로 확인 할 수 있다. M-ICP-A 조건의 150 mm 에서 270 mm 위치에서 전자 온도를 확인하면 gradient 가 증가할수록 전자 온도가 감소하는 것을 확인할 수 있다. 이는 자장이 증가하는 M-ICP-V 의 두 조건에서 나타나지 않은 현상으로 flute instability 에 의한 플라즈마 loss 로 나타난 현상으로 예상된다.

4.3.5 자장의 분포에 따른 flute instability 측정 및 제어.

Flute instability 현상이 발생할 경우 다음의 그림과 같이 flute 기둥의 플라즈마 단면을 보이게 된다.

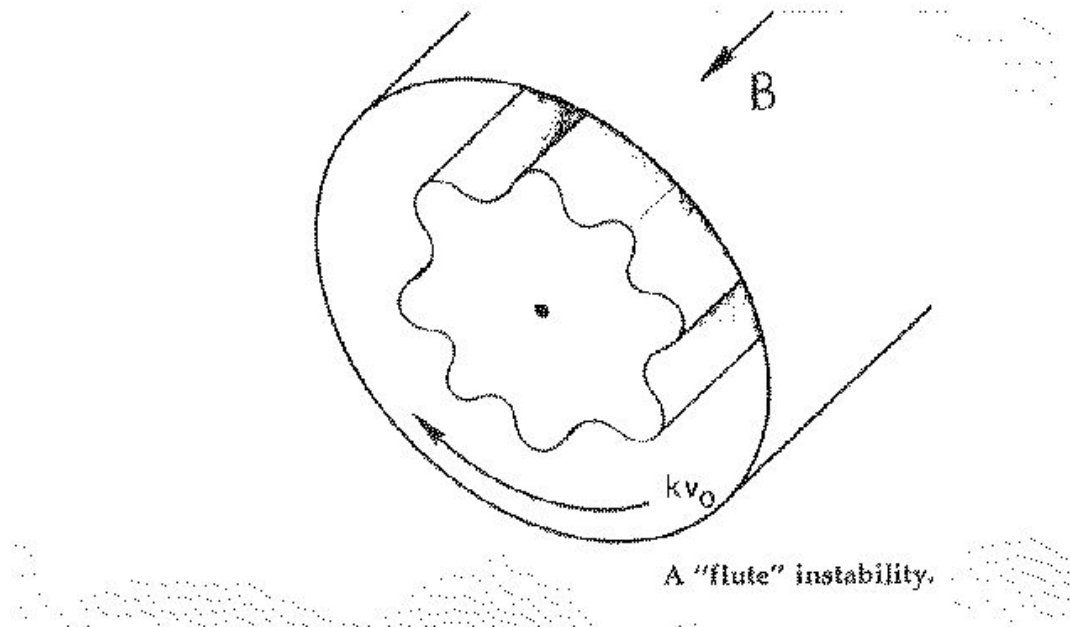


그림 4.3.9. Flute instability 에 의한 플라즈마의 단면.[1]

이 플라즈마 단면은 회전을 하는데 회전에 의해서 특정 위치에서 플라즈마 밀도와 플라즈마 전위의 fluctuation 이 관측된다. 기존의 플라즈마 밀도와 전위의 fluctuation 을 측정하기 위해 Doppler broadening 을 이용하여 광학적으로 측정하는 방법[81], the gold neutral beam probe 를 이용하는 방법[80] 등이 사용되었으며 M. Koga 의 논문을 통해 Langmuir probe 를 통해 플라즈마 밀도와 플라즈마 전위의 fluctuation 을 측정하는 방법이 검증되었다.

SLP 를 통해 측정되는 이온 포화 전류는 다음의 수식과 같이 나타낼 수 있다.

$$I_i = en_i e^{\frac{1}{2}} v_B A \quad (4.3.3)$$

$$v_B : \text{Bohm 속도 } (v_B = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}})$$

이 수식에서 탐침 면적과 전자 온도는 크게 변화하지 않으므로 이온 포화 전류는 플라스마 밀도에 비례하게 된다.

$$I_i \propto n_{\text{plasma}}$$

다음은 다섯 가지 조건에서 중심에서의 위치에 따른 이온 포화 전류와 플라스마 밀도의 분포 그래프이다.

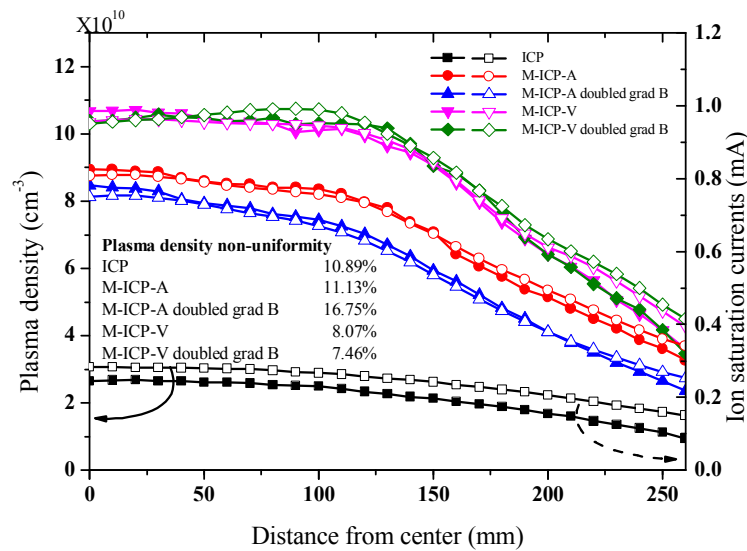


그림 4.3.10. 각 자장 조건에서의 이온 포화 전류와 플라스마 밀도.

그래프에서 이온 포화 전류와 플라스마 밀도가 비례 관계에 있다는 것을 확인할 수 있으며 이온 포화 전류의 변화 측정을 통해 플라스마 밀도의 변화를 측정할 수 있다는 것을 알 수 있다.

플라스마가 Boltzmann distributions 를 가진다고 할 때, floating potential 에서 전자 전류는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$I_e = \frac{1}{4} e \bar{v}_e n_e e^{\frac{e(V_{\text{floating}} - V_{\text{plasma}})}{kT_e}} A \quad (4.3.4)$$

\bar{v}_e : 전자의 평균 속도 ($\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}$)

이 수식에 자연로그를 취하면 다음의 수식이 된다.

$$\ln I_e = \frac{e(V_{\text{floating}} - V_{\text{plasma}})}{kT_e} + \ln \left(\frac{1}{4} e n_e \bar{v}_e A \right) \quad (4.3.5)$$

이 수식을 통해 floating 전위를 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$V_{\text{floating}} = V_{\text{plasma}} + \frac{kT_e}{e} \left[\ln I_e - \ln \left(\frac{1}{4} e n_e \bar{v}_e A \right) \right] \quad (4.3.6)$$

앞과 마찬가지로 전자온도는 크게 변화하지 않기 때문에 floating 전위는 플라즈마 전위에 비례하게 된다.

$$V_{\text{floating}} \propto V_{\text{plasma}}$$

두 개의 SLP 를 이용하여 floating 전위와 이온 포화 전류의 fluctuation 을 측정하였다. Floating 전위는 전류가 0 이 되어야 하기 때문에 capacitance 를 이용하여 전류를 0 mA 로 만들었으며 전위의 측정은 디지털 오실로스코프를 이용하였다. 이온 포화 전류의 측정은 SLP 에 -90 V 의 전압을 인가하였으며 전류 측정용 저항의 양단의 전압을 전압 분배 회로를 통해 오실로스코프로 인가 이온 포화 전류를 측정하였다. 두 개의 SLP 는 DLP 의 두 개의 탐침을 하나 하나의 SLP 로 이용하였다. 두 탐침 사이의 거리는 3 mm 로 실제 측정 시 탐침은 위 아래로 배치하여 θ 방향으로 회전하는 flute instability 의 fluctuation 에 대한 위치 차이가 없게 설치 하였다.

다음은 ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-A with doubled magnetic gradient, M-ICP-V, M-ICP-V with doubled magnetic gradient 조건의 다섯 자장 조건에서의 floating 전위와 이온 포화 전류의 fluctuation 측정 데이터이다. M-ICP-A 조건과 M-ICP-A with doubled magnetic gradient 조건의 경우에는 fluctuation 의 크기가 가장 큰 조건에

서 측정된 데이터이다.

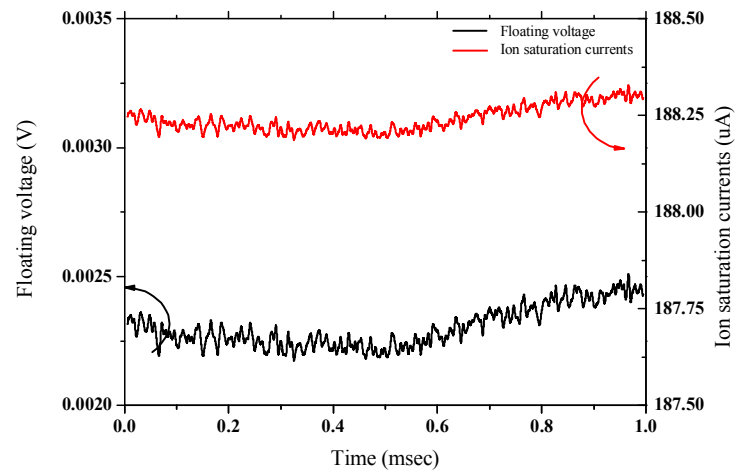


그림 4.3.11. ICP 조건의 220 mm 위치에서 fluctuation data.

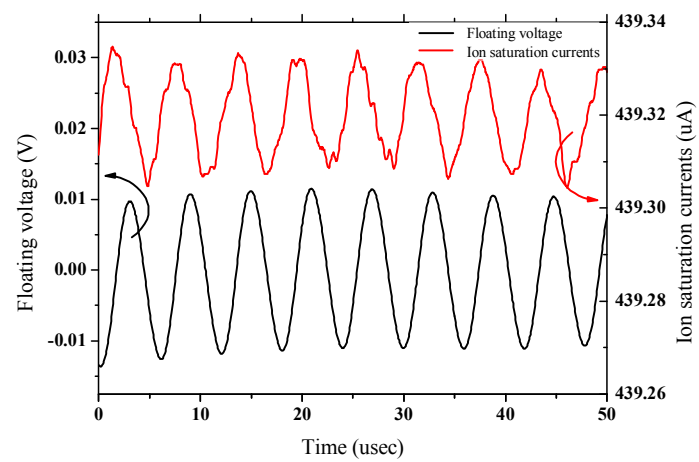


그림 4.3.12. M-ICP-A 자장 조건의 220 mm 위치에서 fluctuation data.

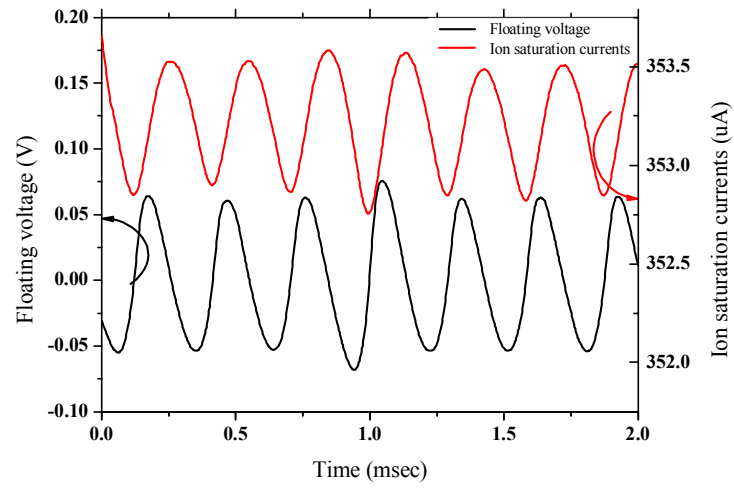


그림 4.3.13. M-ICP-A with doubled magnetic gradient 자장 조건의 210 mm 위치에서 fluctuation data.

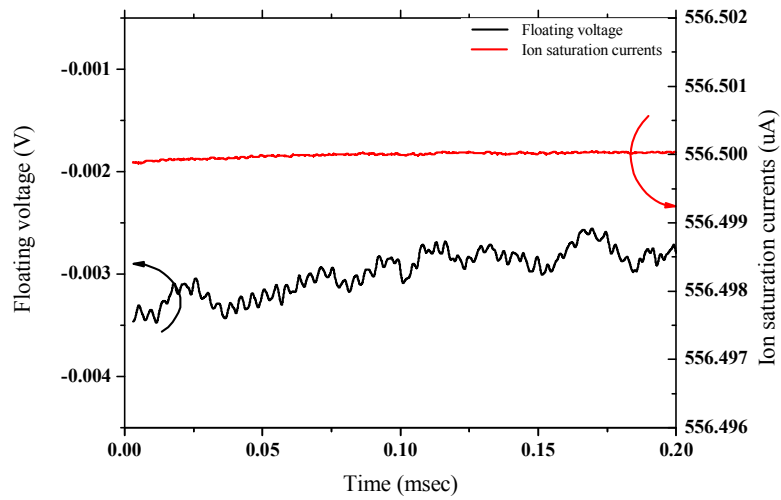


그림 4.3.14. M-ICP-V 자장 조건의 220 mm 위치에서 fluctuation data.

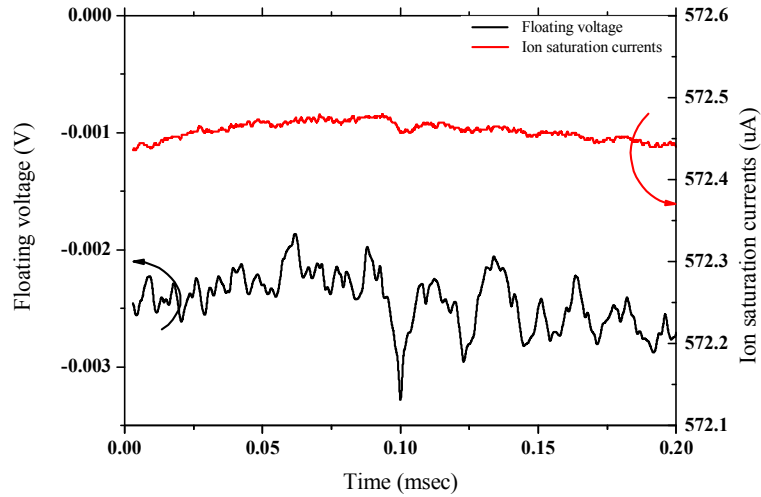


그림 4.3.15. M-ICP-V with doubled magnetic gradient 자장 조건의 220 mm 위치에서 fluctuation data.

Fluctuation 측정값을 확인하면 ICP 조건의 경우 모든 위치에서 fluctuation 이 확인되지 않았다. 반면, 자장이 감소하는 두 조건에서는 floating 전위와 이온 포화 전류의 정현파 형태를 확인할 수 있었다. M. Koga 의 논문에 의하면 이온 포화 전류와 floating 전위의 fluctuation 의 위상차이는 dispersion relation 에 의해 0° 이어야 하며 실제 측정한 fluctuation 의 그래프에서도 확인할 수 있었다. 자장이 증가하는 두 조건의 경우, floating 전위 측정 값에서 잡음의 크기가 커진 것을 확인할 수 있었다. 하지만 이온 포화 전류의 경우에는 잡음의 형태가 나타나지 않았다. 또한 floating 전위와 이온 포화 전류의 위상 차이가 발생하지 않았다. M. Koga 는 논문에서 floating 전위 측정 값의 periodic, chaotic, turbulent 중 상태를 확인하였고 주기성을 가지는 측정값에 대하여 flute instability 에 의한 fluctuation 을 확증하였다. 이를 알아보기 위하여 다섯 조건에 대한 Fast Furier Transform 을 실행하였으며 결과는 다음의 그래프와 같다.

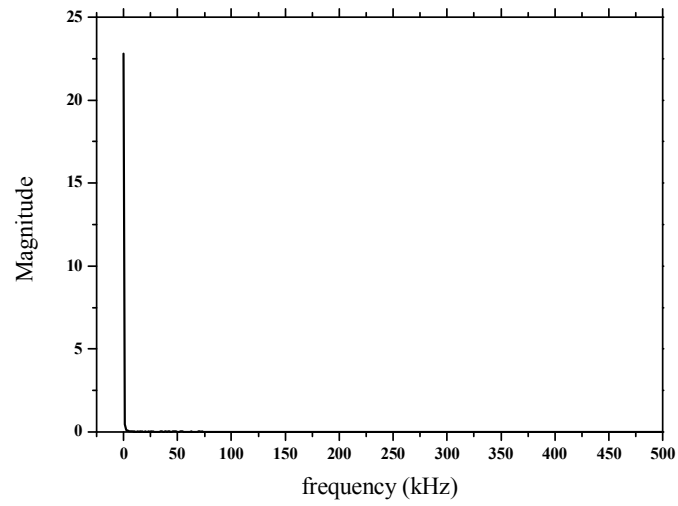


그림 4.3.16. ICP 조건 측정 값의 FFT 계산 값.

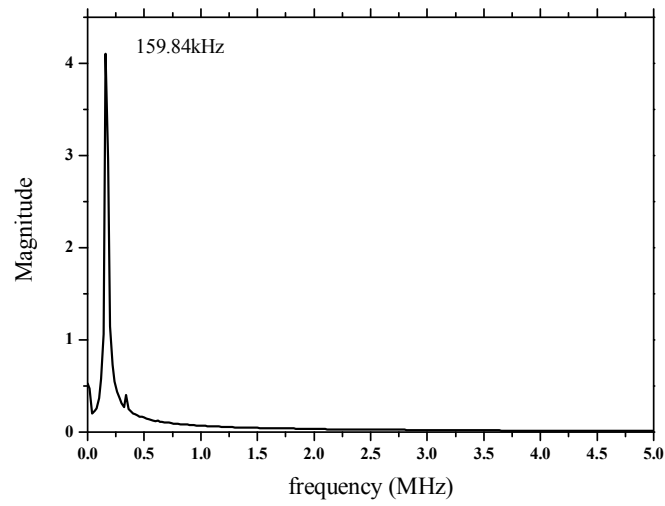


그림 4.3.17. M-ICP-A 조건 측정 값의 FFT 계산 값.

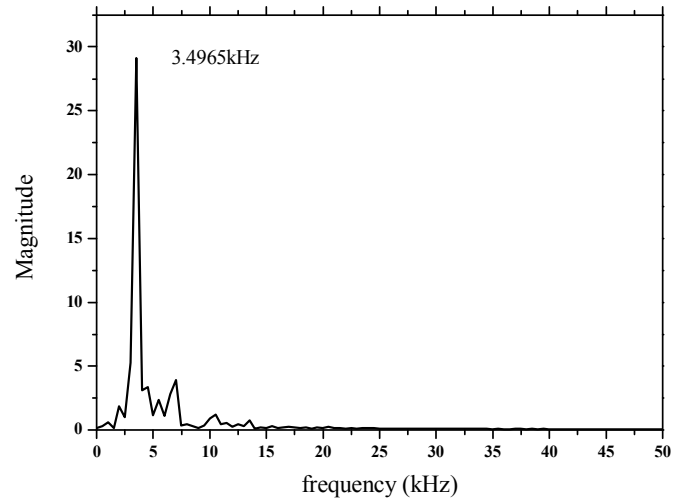


그림 4.3.18. M-ICP-A with doubled magnetic gradient 조건 측정 값의 FFT 계산 값.

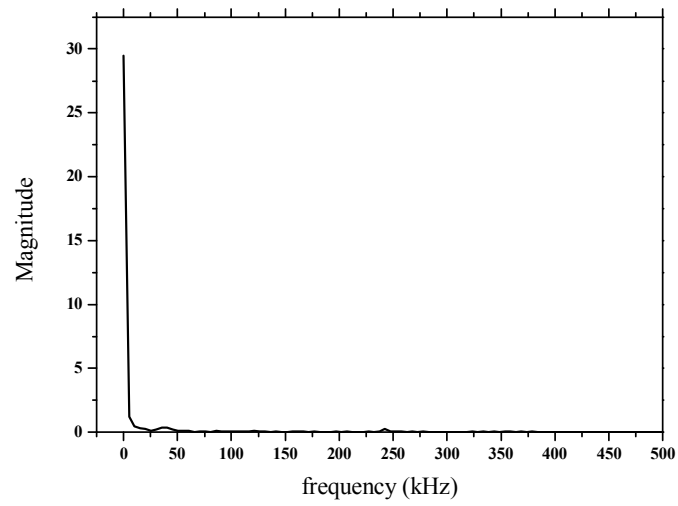


그림 4.3.19. M-ICP-V 조건 측정 값의 FFT 계산 값.

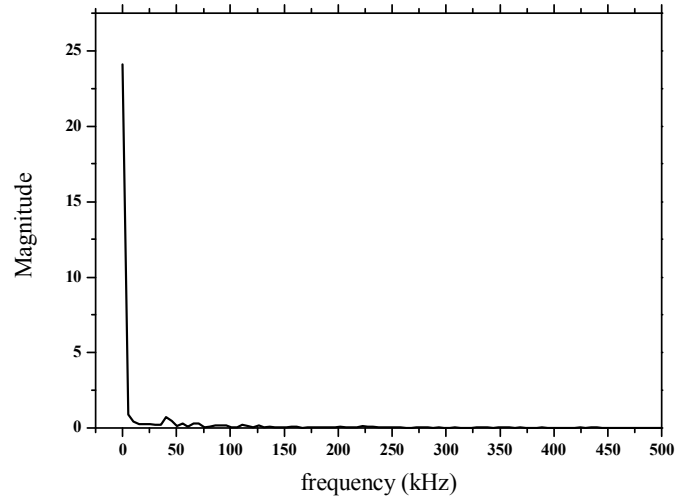


그림 4.3.20. M-ICP-V with doubled magnetic gradient 조건 측정 값의 FFT 계산 값.

위의 FFT 계산 그래프를 통해 자장이 감소하는 두 조건에서의 측정 값의 주성분을 확인하였다. 두 가지 조건 M-ICP-A 조건과 M-ICP-A with doubled magnetic gradient 조건에서의 측정 값의 주파수는 각각 159.84 kHz 와 3.5 kHz 였다. ICP 조건과 M-ICP-V 및 M-ICP-V with doubled magnetic gradient 조건의 경우 DC 성분만 존재하며 다른 신호의 존재는 미미한 것을 확인할 수 있다.

자장이 감소하는 두 조건에서 위치에 따른 flute instability 에 의한 fluctuation 의 크기를 확인하기 위해 fluctuation level 을 계산하였다. Fluctuation level 은 다음과 같이 정의된다.

$$\text{fluctuation level} = \frac{\widetilde{I_{is}}(\text{peak to peak amplitude of ion saturation currents})}{\overline{I_{is}}(\text{the average of ion saturation currents})} (\%) \quad (4.3.7)$$

반경에 따른 fluctuation level 의 변화는 다음과 같다.

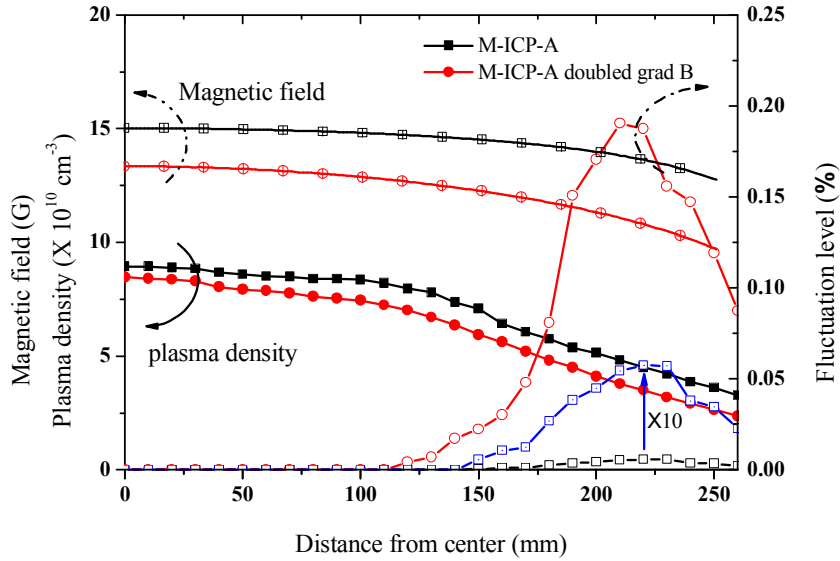


그림 4.3.21. 위치에 따른 fluctuation level 과 플라즈마 밀도 및 자장.

Flute instability 의 dispersion relation 에 의해 플라즈마 밀도의 기울기와 자장의 기울기가 증가할수록 flute instability 의 크기가 커지는 것을 알 수 있다. 이는 위의 그래프의 두 조건에서 밀도와 자장의 기울기가 가장 큰 220 mm 주변에서 fluctuation level 이 가장 큰 현상을 통해 확인할 수 있다. M-ICP-A with doubled magnetic gradient 조건에서 fluctuation level 은 ∇B 과 $\frac{n_0'}{n_0}$ 의 차이에 의해 커진 것으로 생각된다. 앞의 플라즈마 밀도와 전자 온도 결과의 경우 M-ICP-A 의 경우보다 M-ICP-A with doubled magnetic gradient 경우에서 밀도와 전자 온도가 낮 으며 특히 전자 온도의 경우 반경 220 mm 주변에서 전자온도의 차이가 큰 현상을 확인할 수 있다. 이는 fluctuation level 이 최대치를 가지는 위치와 같으며 이를 통해 flute instability 에 의한 플라즈마 loss 영향임을 확인할 수 있다.

플라즈마 밀도의 균일도 결과를 확인하면 flute instability 현상의 영향이 큰 M-ICP-A with doubled magnetic gradient 조건에서 균일도가 가장 낮은 것을 확인할

수 있다. 이는 M-ICP-A with doubled magnetic gradient 조건에서 반경에 따른 밀도의 급격한 감소와 M-ICP-A 에 비해 낮은 평균 밀도에 의한 것임을 확인할 수 있다. 여기에서 Non-uniformity 는 wafer 의 반지름인 150 mm 까지 밀도를 기준으로 계산하였다. Flute instability 현상이 일어나지 않는 M-ICP-V 와 M-ICP-V with doubled magnetic gradient 조건의 경우 ICP 와 감소하는 두 자장 조건에 비해 높아진 것을 확인할 수 있다. 이 실험 결과를 통해 flute instability 의 억제와 밀도 균일도의 개선을 확인할 수 있다.

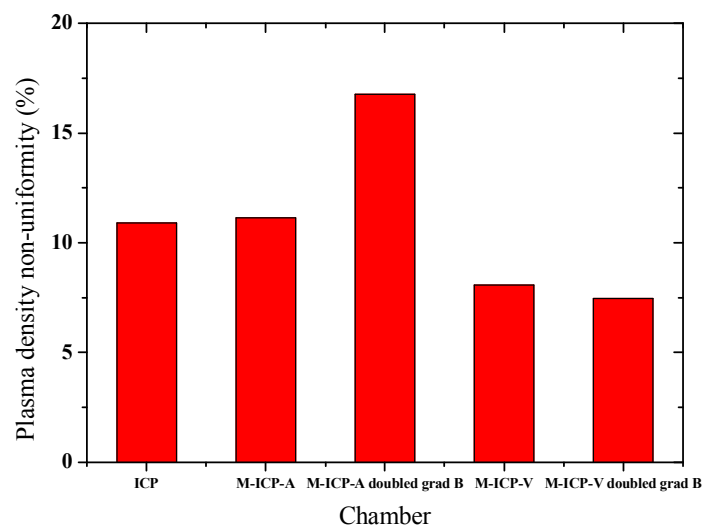


그림 4.3.22. 자장 조건에 따른 플라즈마 밀도 non-uniformity.

4.3.6 자장의 분포에 따른 oxide 식각 속도 분포 측정.

실제 oxide 식각 속도 분포에 대한 flute instability 의 영향을 확인하기 위해 line and space pattern 식각 실험을 진행하였다. 식각에는 oxide 식각 가스인 CF_4 18 sccm 과 Ar 30 sccm 혼합 가스를 사용하였다. 압력과 소스 전력은 flute

instability 실험 조건과 같은 5 mTorr 압력과 27.12 MHz 의 1000 W 전력을 사용하였다. 기판에는 2 MHz 의 200 W 전력을 사용하였다. 아래의 그림은 ICP 와 네 가지 자장 조건에서 oxide 식각 속도 분포 그래프이다.

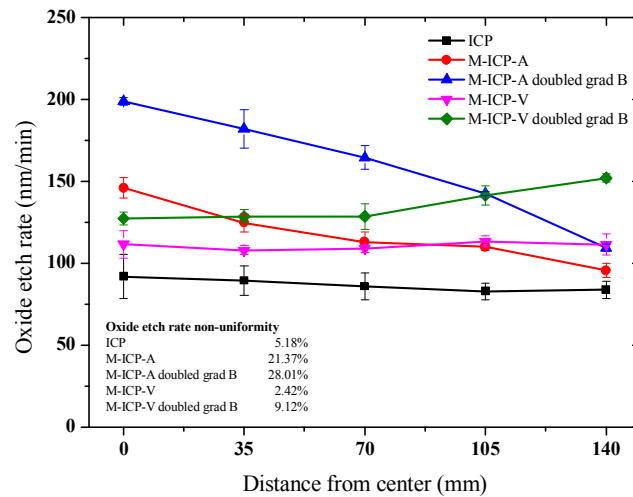


그림 4.3.23. 자장 조건에 따른 oxide 식각 속도 분포.

식각 속도 분포 그래프를 보면 감소하는 두 자장 조건의 경우 반경에 따라 식각 속도가 단순 감소하는 경향을 보인다. 자장의 기울기가 증가할수록 식각 속도의 감소 폭이 증가하며 이에 따라 아래의 oxide 식각 속도 균일도 결과에서 균일도가 악화된 것을 확인할 수 있다. 이러한 결과는 flute instability 의 growth rate 의 증가에 따른 영향임을 알 수 있다. M-ICP-V 조건에서는 105 mm 지점에서 식각 속도가 증가하는 경향을 보인다. M-ICP-V with doubled magnetic gradient 조건의 경우 wafer 의 가장자리에서의 식각 속도 증가가 더 심해지는 것을 확인할 수 있다. 이러한 변화는 식각 속도의 균일도 면에서 나쁜 영향을 미치게 된다. 이러한 차이로 인해 oxide 식각 속도의 균일도는 아래의 그림과 같이 M-ICP-V 조건에서 가장 높은 것을 확인할 수 있다. M-ICP-A with doubled magnetic

gradient 조건의 경우 wafer 의 끝으로 갈수록 식각 속도가 증가하여 균일도가 악화되는 것을 확인할 수 있다.

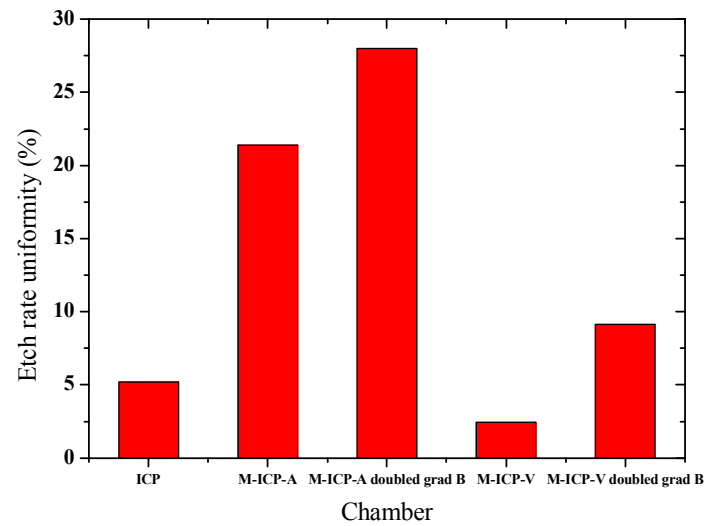


그림 4.3.24. 자장 조건에 따른 oxide 식각 속도 non-uniformity.

4.3.7 실험 요약 및 결론.

자장이 인가되었을 경우에 flute instability 에 의한 플라스마 균일도 영향을 확인하였다. 반경 방향으로의 자장의 기울기와 기울기 크기를 변화시킨 네 가지 자장을 설계하였으며 네 가지 자장에서의 flute instability 의 경향과 oxide 식각 속도의 분포에 대한 영향을 확인하였다. Flute instability 는 dispersion relation 을 통해 자장의 기울기와 밀도의 기울기의 방향이 같은 경우에 발생하는 것으로 알 수 있다. ICP 와 네 자장 조건에서 밀도는 모두 반경에 따라 감소하였다. 자장이 반경에 따라 감소하는 두 가지 조건에서 flute instability 에 의한 밀도와 플라스마 전위의 fluctuation 이 확인되었다. 자장의 기울기가 증가하였을 때 fluctuation 의 크기는 매우 커졌으며 이에 따라 플라스마 밀도의 균일도도 감소하였다. 플라스마 밀도의 non-uniformity 는 11.13 % 에서 기울기가 증가한 경우 16.75 % 로 증가하였다. 이는 flute instability 에 의한 loss 의 증가에 의해 플라스마 밀도가 반경에 따라 급격히 감소하기 때문으로 보인다. 자장이 반경에 따라 증가하는 경우는 밀도가 상대적으로 급격히 감소하지 않았다. Oxide 식각 속도의 분포 실험의 결과는 밀도의 경향과 비슷한 결과를 확인하였다. 감소하는 자장 조건에서는 식각 속도가 반경에 따라 단순하게 감소하는 경향을 보였으며 자장의 기울기가 증가할수록 식각 속도의 감소 기울기도 가파르게 변화하였다. 식각 속도의 non-uniformity 는 21.38 % 에서 28.01 % 로 자장의 기울기의 증가에 따라 증가하였다. 자장이 증가하는 경우는 기판의 가장자리에서 식각 속도가 증가하는 경향을 보였다. 하지만 자장의 기울기가 증가함에 따라 가장자리의 식각 속도가 급격히 증가하여 균일도에 오히려 악영향을 미치는 결과를 확인하였다. 플라스마의 균일도를 개선하기 위해서는 flute instability 에 의한 loss 를 줄여야 한다. 이를 위해 자장의 기울기 방향과 밀도의 방향이 반대가 되어야 한다. 또한 자장의 기울기 크기에 따라 가장 균일한 식각 속도를 얻는 기울

기가 존재하는 것을 확인하였다. 이러한 경향을 통해 oxide 식각에서 5.18 % 의
최저 non-uniformity 수치를 얻었으며 개선의 방향성을 확인하였다.

제 5 장 M-ICP 대면적 식각 특성 분석

이번 장에서는 기존 ICP 대비하여 높은 밀도와 높은 균일도 측면에서 장점을 가지고 있는 M-ICP 의 응용으로서 대면적 oxide 식각을 실험하고자 한다. 자장의 인가뿐만 아니라 자장의 구배, 자장의 세기에 따른 밀도 전자온도, 이온 에너지 분포 등의 플라즈마 특성과 식각 속도, 선택비 등의 식각 특성의 반경 방향의 구배를 통해서 식각에 대한 이해 및 플라즈마 식각에서의 방향성을 알아보고자 한다.

5.1 대면적 플라즈마의 균일도에 대한 선행 연구.

반도체 소자 제작 단가를 줄이려는 요구에 의해 wafer 의 크기가 지속적으로 증가하고 있다. 이에 따라 플라즈마 특성의 공간 분포 와 균일도 개선에 대한 연구가 계속되고 있다. 이중 ICP 장비의 경우 안테나 코일에 인가되는 RF 전류와 플라즈마의 전력 결합에 의해 방전이 일어나는 원리에 따라 CCP 와 비교하여 더 불균일한 플라즈마가 발생하게 된다. 때문에 ICP 장비에서 장비의 설계와 조건에 따른 균일도 향상에 대한 선행 연구가 활발하게 이루어졌다. 이에 대해 간단히 설명하려 한다.

우선 ICP 의 압력과 전력 조건에 따른 균일도의 향상 방향에 대한 연구가 이루어졌다. 이에 H.C.Lee [82][83]는 ICP 내의 기판에 인가되는 전력의 크기가 증가함에 따라 플라즈마 균일도가 증가하는 결과를 확인하였다. 이러한 변화를 EEPF 를 통해 이온의 손실의 변화로 설명하였다. 또한 Y. Lu [84]는 시뮬레이션을 통해 planar ICP 에서 압력, 전력에 따른 플라즈마 특성과 균일도에 대해 확인하였다. 실험 결과에서 압력과 전력의 증가에 따라 균일도의 증가를 확인하였다. 논문에서는 여러 형태의 안테나 시뮬레이션을 통해 안테나의 설계로 인

한 균일도 변화도 확인하였다. ICP의 균일도 향상을 위한 많은 연구들이 장비의 설계를 통해 이루어졌다. S. Wang[85]은 planar ICP에서 장비의 높이에 따른 플라스마의 균일도 경향을 확인하였다. 장비의 높이에 따라 ICP 내 negative 이온의 발생과 소멸에 대하여 확인하였으며 장비의 높이가 낮아짐으로 negative 이온의 발생이 적어지면서 플라스마 전위와 전자온도의 균일도 상승을 확인하였다. 또한 정두용[86]은 ICP 안테나 안에 CCP 안테나를 위치시켜서 이중 주파수를 인가하는 구조로서 기존의 CCP에 비해 높은 플라스마 균일도 결과를 확인하였다. 이외에 P. Subramoniuma [87]에 의해 ICP에 pulse 전력을 인가함으로써 플라스마의 균일도를 높이는 방법 또한 시도되었다.

ICP에 자장을 인가함으로써 균일도를 향상시키는 연구 또한 진행되었다. B. H. O [88]은 ICP 내 규칙적인 스위칭을 하는 자장의 인가로 식각 속도의 증가와 균일도의 향상을 확인하였다. 하지만 본 논문에서 다루고 있는 M-ICP 장비 실험의 경우 본 연구실의 선행 논문을 통해 자장의 변화에 따른 플라스마 특성이 검증된 바는 있지만[16][39][47][89] 실제 식각 특성 및 플라스마 특성의 공간 분포를 통해 균일도 특성을 본 연구는 아직 보고된 바 없다. 또한 식각에 영향을 주는 이온 에너지와 라디칼 밀도 등 플라스마의 특성과 식각 특성의 연관 및 M-ICP의 특성을 확인하는 것도 본 연구에서 중요한 부분이라 할 수 있다.

5.2 식각 실험에 사용된 oxide-PR line pattern.

실험에 사용된 oxide-PR line 샘플은 다음의 그림과 같다.

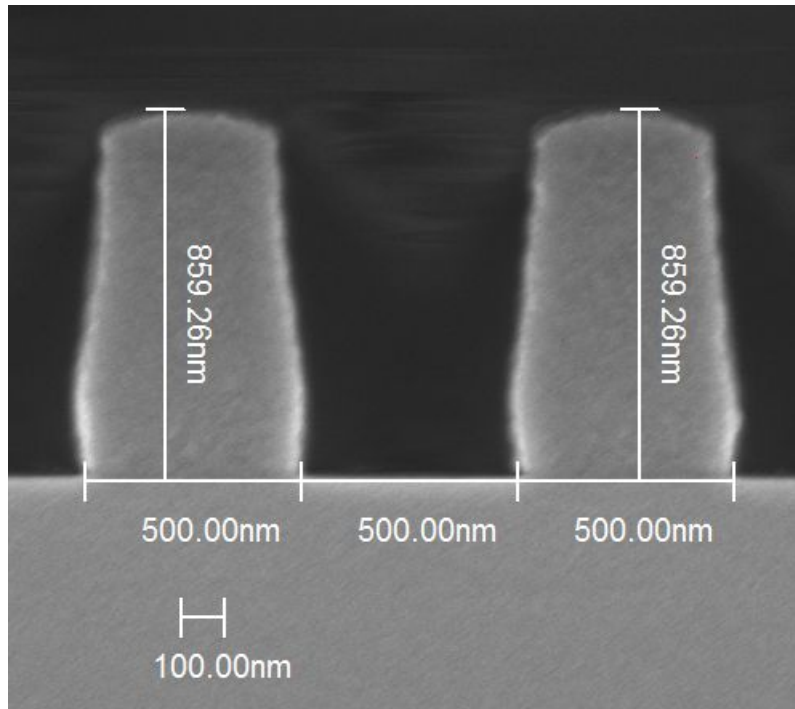


그림 5.2.1. 식각 실험에 사용된 oxide-PR line pattern sample.

Line pattern 샘플은 oxide 층 위에 약 860 nm 의 PR 층을 증착하였다. PR 층은 500 nm 폭의 line and space pattern 을 이루고 있다.

5.3 ICP 및 자장의 구배에 따른 플라즈마 특성

앞에서 언급한 반경 방향과 높이에 따라 감소하는 자장 (M-ICP-A) 과 증가하는 자장 (M-ICP-V) 에서 자장에 따른 기판 위 15 mm 높이에서의 밀도와 전자 온도의 반경에 대한 분포는 다음의 그래프와 같다. 플라즈마의 밀도와 전자 온도는 뒤에 측정한 oxide 식각 조건과 최대한 비슷한 조건에서 측정하였다. Langmuir probe 는 식각가스에서는 탐침의 오염으로 인해 측정이 정확하지 않기 때문에 부득이하게 식각 가스가 아닌 Ar 가스에서 측정하였다. 가스 총 유량과 압력은 식각 조건과 같이 48 sccm, 5 mTorr 에 맞췄고 전력 조건은 소스 전력으로 1000 W 을 이용하였다. 탐침은 기판 위 15 mm 높이에 위치하였다.

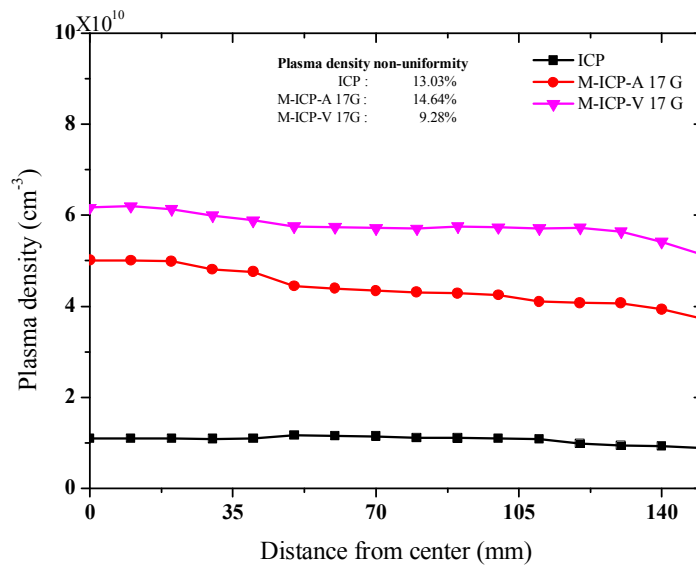


그림 5.3.1. ICP 와 자장의 분포에 따른 밀도 분포 결과.

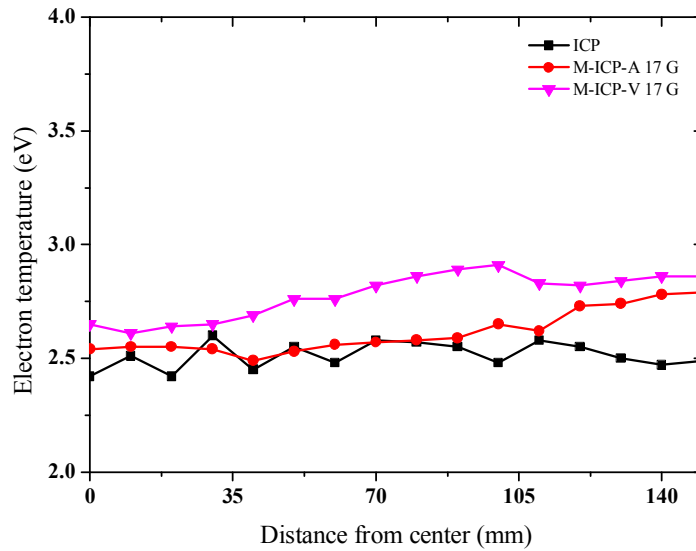


그림 5.3.2. ICP 와 자장의 분포에 따른 전자 온도 분포 결과.

측정 위치는 식각이 이루어지는 기관에 가장 가깝게 위치하였기 때문에 탐침이 sheath 안에 들어갈 수 있다. 이럴 경우, 밀도와 전자 온도 측정에 오차로 작용하기 때문에 sheath 에 위치하지 않을 정도의 높이가 필요하며 기관의 Si wafer 의 sputtering 으로 인해 탐침이 오염될 수 있기 때문에 기관에는 전력을 인가하지 않았다.

플라즈마 밀도와 전자 온도는 ICP 에서 M-ICP 두 조건에 비해 낮고 M-ICP 조건 중에서는 M-ICP-V 자장 조건에서 가장 높은 것을 확인할 수 있다. 특히 자장이 가해진 두 경우에는 ICP 조건에 비해 현격한 밀도의 증가를 확인할 수 있다. 그에 비해 전자 온도는 크지 않은 증가를 보여준다. 이러한 플라즈마 밀도와 전자 온도의 증가는 앞 장에서 설명한 magnetic mirror 현상과 R-wave 에 의한 전자 가열 현상으로 설명할 수 있다. M-ICP-V 자장 조건의 경우, 높이 방향에 따라서도 자장의 밀도가 증가하기 때문에 이로 인한 magnetic mirror 현상으

로 플라즈마 confinement 현상이 일어나게 된다. 반면, M-ICP-A 자장의 경우에는 높이에 따라서도 자장의 밀도가 감소하므로 magnetic mirror 현상이 일어나지 않는다. 이러한 플라즈마의 confinement 현상으로 인해 M-ICP-V 자장 조건에서 플라즈마의 밀도가 상승하게 된다. 또한 다음의 그래프에서 확인할 수 있듯이 ICP 에 비교하여 자장이 인가된 경우 R-wave 에 의한 정상파 현상이 두드러지게 나타난다. ICP 의 경우에는 표피효과에 의한 전력 전달 현상만이 확인 된다. 하지만 M-ICP-A 자장과 M-ICP-V 자장의 경우에는 R-wave 에 의한 전력 전달로 인한 정상파 형태가 확인된다. 선행 논문에 의하면 RF window 에서의 거리가 증가함에 따라 자장 밀도가 감소하며 ECR 조건이 맞는 자장에 도달하는 경우 (M-ICP-V) 에 R-wave 가 플라즈마 내부로 반사되지 않고 전파하며 R-wave 전자 가열에 의한 전력 전달 효율의 증가가 일어난다.[17] 시변 자장 결과에서 확인할 수 있듯이 M-ICP-A 자장보다 M-ICP-V 자장에서 정상파의 형태가 더 두드러진다.

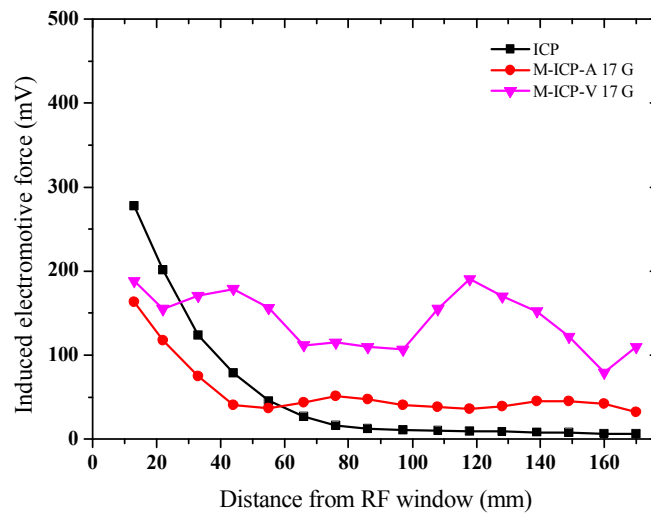


그림 5.3.3. ICP 와 자장 조건에 따른 시변 자장 RMS 값의 높이에 대한 분포.

세 가지 조건에서 측정한 플라즈마 밀도에 대해 non-uniformity 를 측정하였을 때의 결과는 다음과 같다.

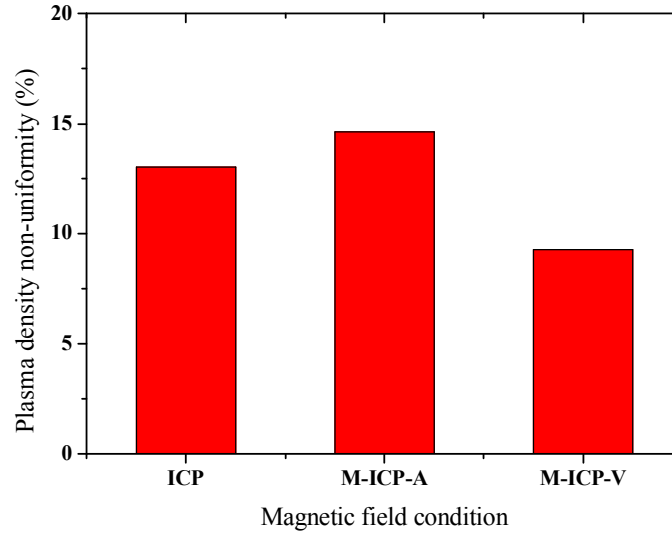


그림 5.3.4. ICP 와 자장의 분포에 따른 밀도 non-uniformity.

여기에서 non-uniformity 는 다음과 같이 계산 된다.[39][89]

$$\text{Non - uniformity(\%)} = \frac{(\text{maximun of oxide etch rate} - \text{minimun of oxide etch rate})/2}{\text{average of oxide etch rate}} \quad (5.1.1)$$

균일도는 M-ICP-V 자장 조건에서 가장 큰 것을 확인 할 수 있으며 M-ICP-A 자장 조건에서 가장 낮은 것을 알 수 있다. 이러한 균일도의 변화는 밀도가 감소하는 기울기 차이에 의해 발생하는데 이는 앞에서 실험한 flute instability 에 의해 설명될 수 있다. M-ICP-A 자장 조건의 경우 밀도의 기울기와 자장의 기울기의 방향이 같기 때문에 flute instability 현상이 일어난다. Flute instability 에 의한 플라즈마 loss 에 의해 플라즈마 밀도가 감소되는 기울기의 증가를 확인 할 수 있다. 이로 인해 세 조건 중에 가장 낮은 균일도를 보여주고 있다. 반면 M-

ICP-V 자장 조건의 경우에는 자장의 기울기 방향이 밀도의 기울기와 달라서 flute instability 현상이 일어나지 않기 때문에 플라스마 loss 가 일어나지 않을 뿐 아니라 플라스마 밀도가 감소되는 기울기가 작은 것을 확인할 수 있다. 또한 자장의 인가에 의한 평균 밀도의 증가에 의해 세 조건 중에 균일도가 가장 높은 것을 알 수 있다.

5.4 ICP 및 자장의 구배에 따른 식각 특성.

ICP 와 M-ICP-A 조건, M-ICP-V 조건에서 r 방향으로의 oxide 의 식각 속도 분포는 다음의 그래프와 같다.

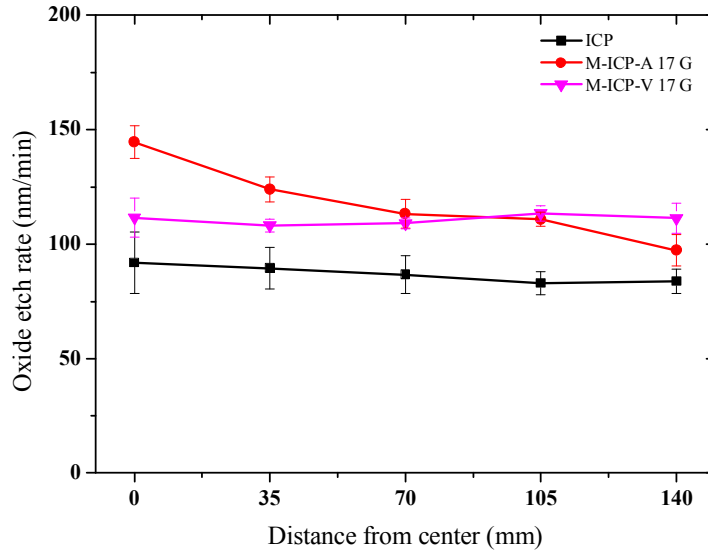


그림 5.4.1. ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른 oxide 식각 속도 분포.

식각 실험의 경우, CF_4 18 sccm 과 Ar 30 sccm 의 5 mTorr 의 혼합 가스를 이용하였다. 소스와 기판 전력은 각각 1000 W 와 200 W 를 인가하였다. 반경에 따른 식각 속도의 분포를 확인하기 위해 같은 조건에서 총 5 개의 oxide PR line pattern 샘플을 이용하여 0 mm, 35 mm, 70 mm, 105 mm, 140 mm 의 거리에 위치했다. oxide 식각 깊이는 SEM 단면 이미지를 통해 측정하였으며 PR 의 식각 깊이는 식각 전 샘플과 식각 후 SEM 단면 이미지를 비교하여 측정하였다. 이렇게 측정된 식각 깊이를 식각 시간으로 나누어 식각 속도를 계산하였다. 식각 실험은 각 조건에서 최소 4 회의 실험을 하였고 이를 각 위치에서의 평균값과 error

bar 로 도식하였다.

식각 결과를 설명하기 위해 이온 에너지 분포 측정기로 측정한 기관으로 입사하는 이온 밀도 결과와 비교하였다. 다음의 그래프는 ICP 및 M-ICP-A 조건, M-ICP-V 자장 조건에서 기관에 입사하는 이온 밀도 결과이다.

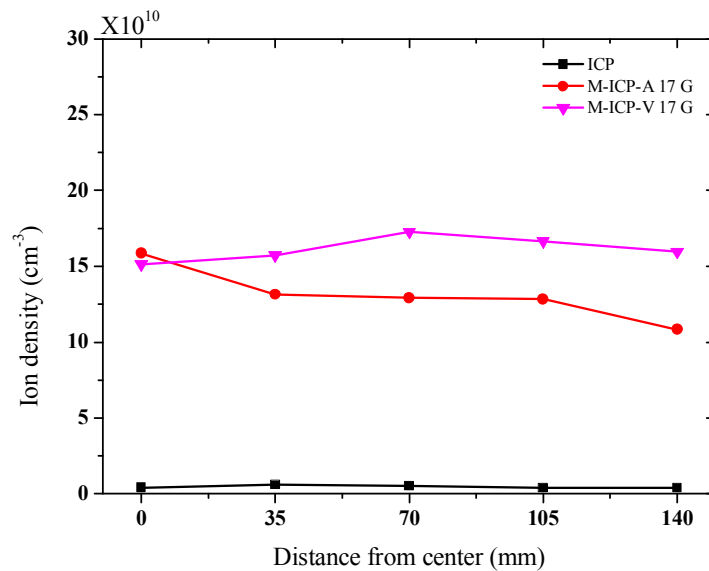


그림 5.4.2. ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른 기관 입사 이온 밀도 분포.

기관에 입사한 이온 밀도의 결과는 Langmuir probe 로 측정한 플라즈마 밀도 결과와 크기 면에서만 다소 비슷한 경향을 보인다. M-ICP-V 자장 조건에서 가장 높은 밀도를 보이며 ICP 조건에서 가장 낮은 밀도를 보이는 것을 확인할 수 있다. 이를 통해 플라즈마 밀도와 기관을 향해 입사하는 이온 밀도의 연관성을 확인할 수 있다.

자장이 인가된 경우는 ICP 조건에 비해서 oxide 식각 속도 결과와 플라즈마 밀도 결과 모두에서 증가한 것을 확인하였다. 하지만 차이는 밀도 결과에서 큰

차이로 증가한 것에 비해 (플라즈마 밀도 약 5 배, 이온 밀도 약 30 배) 식각 결과에서는 밀도 결과와 다르게 증가가 크지 않은 (약 1.39 배) 것을 확인할 수 있다. 또한 자장의 분포 변화에 따른 평균 식각 속도 결과에서 M-ICP-A 자장 조건에서 가장 큰 반면 밀도의 결과는 M-ICP-V 자장 조건이 가장 큰 것을 확인할 수 있다. 이로서 밀도의 분포만으로 식각 속도를 완전히 설명할 수 없다는 것을 알 수 있다.

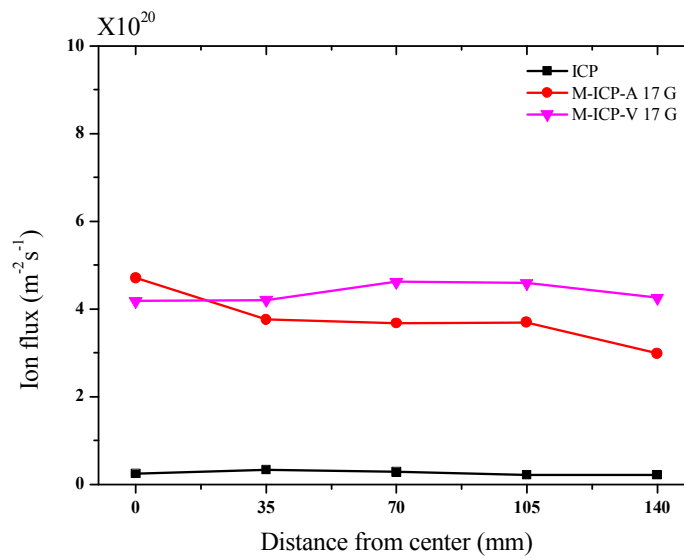


그림 5.4.3. ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른
기관 입사 이온 선속 분포.

위의 그래프는 측정된 이온 에너지 분포 함수를 통해 계산된 이온 선속 결과이다. Oxide 의 식각 속도와 이온 선속 결과를 비교하였을 때 r 방향으로의 거리에 따른 분포 형태가 비슷한 것을 확인 할 수 있다. M-ICP-A 자장의 경우 중심에서부터 감소하는 양상을 보이며 M-ICP-V 자장의 경우는 70 mm 와 105 mm 의 사이에서 이온 선속이 가장 큰 형태의 분포를 보인다. 이는 단순한 입사되

는 이온의 밀도 분포보다는 이온 선속의 크기의 위치 별 분포가 oxide 식각 속도 분포와 더 밀접한 연관을 가지고 있는 것을 알 수 있다. 또한 이렇게 70 mm 와 105 mm 근처에서 즉 기판의 가장자리에서 증가하는 분포에 의해 다음의 그래프에서 확인할 수 있듯이 M-ICP-V 자장 조건에서 oxide 식각 속도의 균일도가 가장 크다.

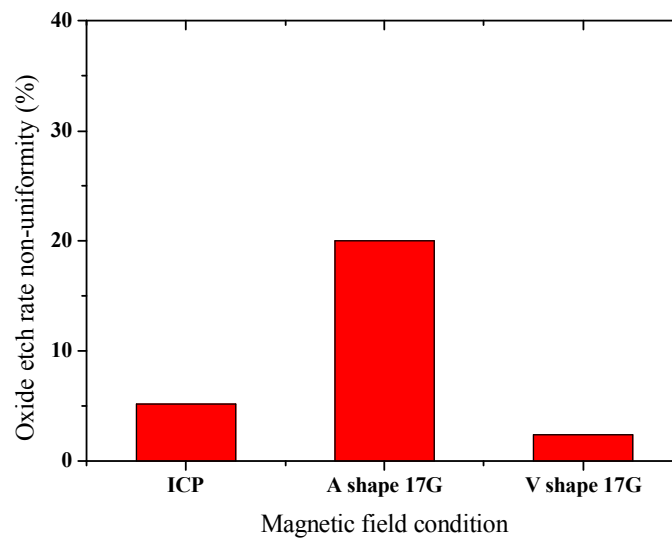


그림 5.4.4. ICP 및 M-ICP 조건에서 oxide 식각 속도의 non-uniformity.

플라즈마 밀도와 이온 선속 분포 결과에서 기판 중심을 제외한 모든 위치에서 M-ICP-V 자장 조건이 M-ICP-A 자장 조건에 비해 큰 밀도를 보이는 반면 oxide 식각 속도 분포 결과의 경우 중심에서의 거리 약 70 mm 를 기준으로 기판 중심 쪽 위치에서 M-ICP-A 자장 조건이 M-ICP-V 자장 조건을 능가하는 것을 확인할 수 있다. 이 현상을 설명하기 위해 M-ICP-A 자장 조건과 M-ICP-V 자장 조건의 기판 중심과 기판 중심에서의 거리 105 mm 위치에서 이온 에너지 분포 함수를 측정하였다.

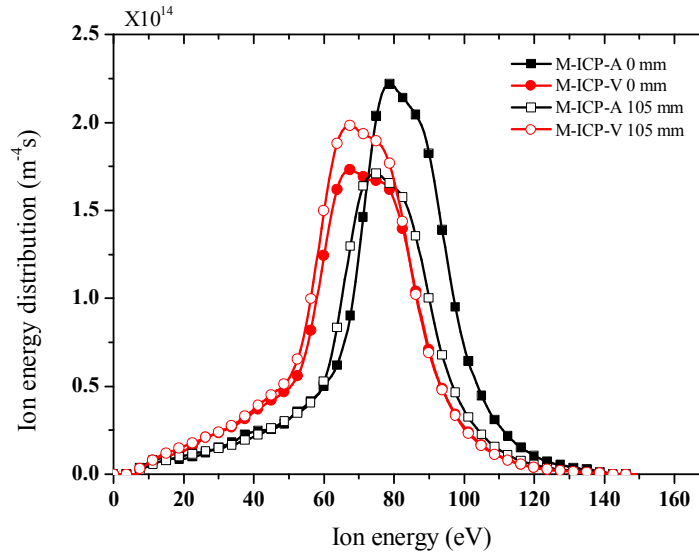


그림 5.4.5. M-ICP-A 와 M-ICP-V 자장 조건의 0 mm, 105 mm 위치에서
이온 에너지 분포.

위의 이온 에너지 분포 함수에서 확인할 수 있듯이 M-ICP-A 자장의 0 mm 위치에서 다른 조건에 비해 이온에너지 분포 함수가 높은 에너지 영역에 분포하는 것을 확인할 수 있다. 이 때문에 M-ICP-A 자장 조건의 중심에서 이 높은 에너지 영역의 이온으로 인해 oxide 의 식각 속도가 증가하였다. 기판 중심 영역에서 M-ICP-A 자장 조건과 M-ICP-V 자장조건의 입사하는 밀도의 크기와 이온 선속의 크기가 비슷한데 비해 oxide 식각 속도는 M-ICP-A 자장조건에서 M-ICP-V 자장조건보다 큰 것을 확인할 수 있고 가장자리 영역의 경우에는 비슷한 이온 에너지 영역으로 인해 이온 선속의 분포를 따라 낮은 oxide 식각 속도를 보여주고 있다.

ICP 조건과 M-ICP 의 oxide 식각 속도 결과를 기판에 입사되는 이온 밀도와 이온 선속의 결과를 비교할 때 ICP 조건과 M-ICP 조건의 이온 밀도와 이온 선

속 결과에서의 차이에 비해 작은 차이의 증가를 보여준다. 이는 이온 에너지 측정기를 통해 측정한 기관 중심에서의 에너지 분포를 통해 설명할 수 있다.

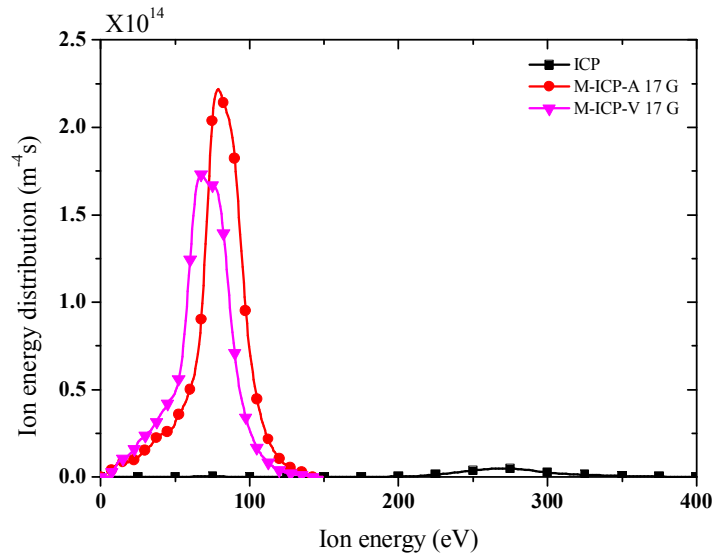


그림 5.4.6. ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건의 기관 중심에서 이온 에너지 분포 함수.

위의 그래프에서 확인할 수 있듯이 M-ICP 에 비해 ICP 조건에서는 이온 에너지 분포 함수가 매우 높은 에너지 영역에 존재하는 것을 알 수 있다. 이온 에너지 분포 함수를 통해 계산된 평균 이온 에너지의 분포 그래프는 다음과 같다.

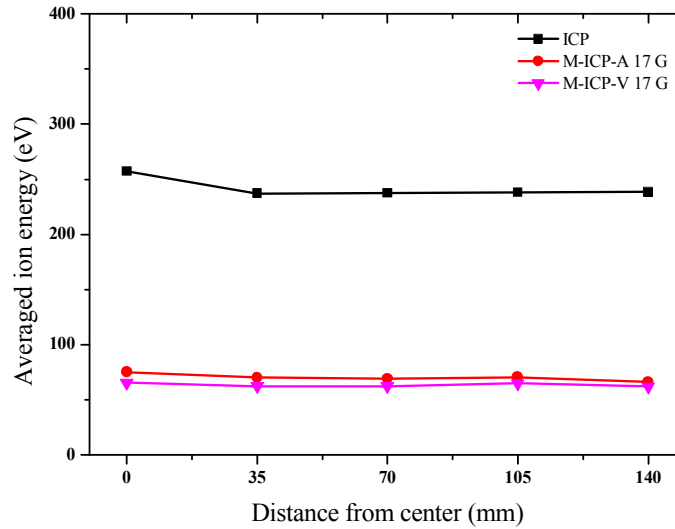


그림 5.4.7. ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 자장 조건에서 반경에 따른
평균 이온 에너지 분포.

M-ICP-A 자장과 M-ICP-V 자장의 경우 비슷한 평균 이온 에너지를 가지는 반면 ICP 조건은 두 M-ICP 의 약 3 배의 평균 이온 에너지를 가지고 있다. 이러한 평균 이온 에너지의 차이에 의해 ICP 조건에서 이온 밀도와 이온 선속에 비해 높은 oxide 식각 속도를 보인다. 이 때문에 oxide 식각 속도 결과에서 ICP 조건은 이온 밀도와 이온 선속 결과에 비해 M-ICP 와 보다 적은 차이를 보인다.

이는 이온 에너지 분포의 변화로 설명할 수 있으며 뒤에 5.1.5 장에서 자세히 설명하기로 한다.

다음의 그래프는 ICP 조건과 M-ICP-A 자장 조건, M-ICP-V 자장 조건에서 PR 의 식각 속도 분포 결과이다.

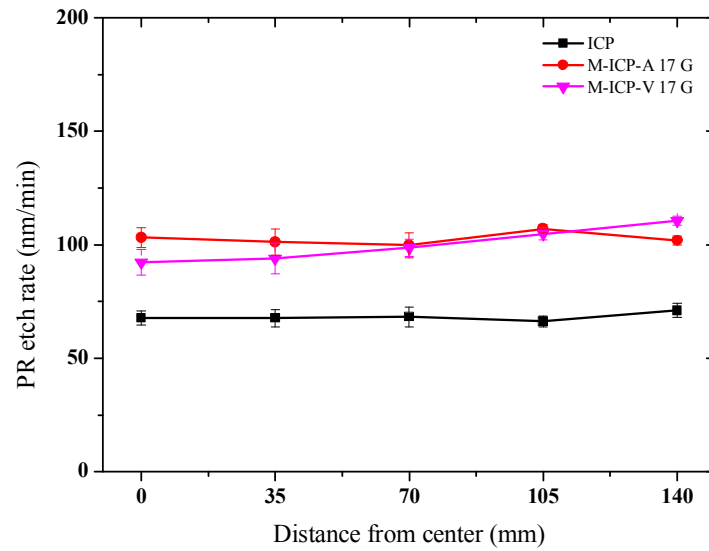


그림 5.4.8. ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 조건에서 반경에 따른

PR 식각 속도 분포.

PR 의 식각 속도 결과 또한 oxide 결과 마찬가지로 이온 선속의 영향을 많이 받으며 이온 선속의 분포를 따라 가는 것을 확인할 수 있다. 이를 통해 PR 의 식각 또한 이온 선속의 영향을 크게 받는 것을 알 수 있다.

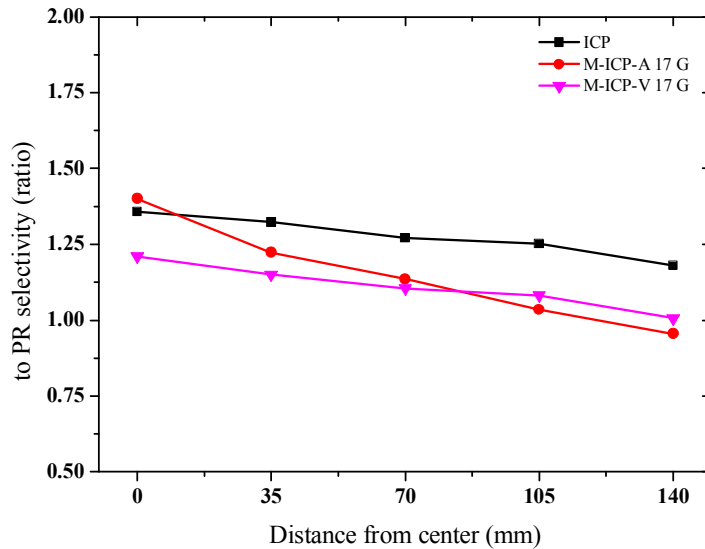


그림 5.4.9. ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 조건에서 반경에 따른 PR 선택비 분포.

측정한 Oxide 와 PR 식각 속도의 비율인 PR 선택비의 분포는 위의 그래프와 같다. PR 선택비의 분포는 이온 밀도 및 이온 선속의 경향과 달리 ICP 조건에서 가장 높은 결과를 얻었다. M-ICP 와의 차이는 약 0.25 정도로 작은 것을 확인할 수 있다. 또한 M-ICP-V 자장 조건에 비해 M-ICP-A 자장 조건에서 더 높은 선택비를 얻었다. 이러한 자장 조건에 따른 PR 선택비의 경향을 설명하기 위해 spatially resolved actinometry 광학 측정을 통해 라디칼의 공간분포를 측정하였다. spatially resolved actinometry 광학 측정은 식각 조건과 동일한 가스 조건과 압력조건에서 진행하였다. 소스 전력의 경우는 식각 조건과 동일하게 1000 W 를 인가하고 진행하였다. Actinometry 실험에서 측정되는 광량은 전자와 충돌에 의해 여기 된 라디칼이 천이되면서 방출되는 빛이다. 때문에 전자의 수가 매우 적은 sheath 의 경우 측정이 되지 않으므로 기판에 전력을 인가시키지 않은 상태에서 기판 15 mm 위의 높이를 맞추어 측정 실험을 진행하였다. CF₄, Ar 혼합

가스 플라즈마에서 PR 선택비에 영향을 줄 수 있는 라디칼의 종류는 F 과 CF_2 라디칼이므로 이 두 라디칼의 공간분포를 측정하였으며 각각 라디칼의 Ar 대비 농도를 측정하였다. 라디칼의 광량은 F 750.4 nm, CF_2 251.9 nm, Ar 750.4 nm 의 파장에서 측정하였다. F 과 CF_2 의 상대 농도는 다음의 그래프와 같다.

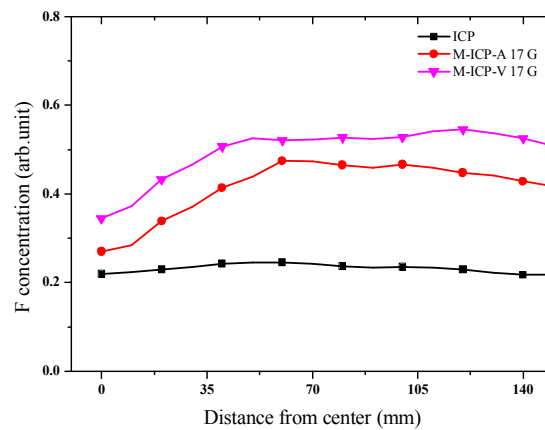


그림 5.4.10. ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 조건에서 반경에 따른 F 농도 분포.

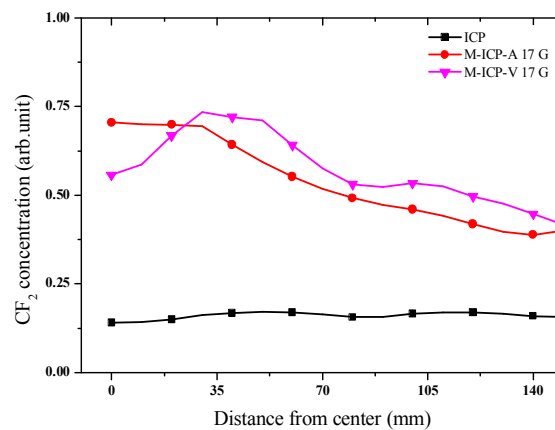


그림 5.4.11. ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 조건에서 반경에 따른 CF_2 농도 분포.

두 라디칼의 공간 분포는 선택비의 공간분포의 경향과 크게 다른 모습을 보인다. 하지만 F 은 etchant 로 CF_2 는 passivation 의 precursor 로 작용하기 때문에 [90] 실제 선택비에는 두 라디칼의 비율에 의존하게 된다. [91] 때문에 두 라디칼의 농도 비율과 선택비를 비교하는 것이 더 타당하다. 다음은 세 조건에서 CF_2/F 의 비율과 PR 선택비의 공간 분포 그래프이다.

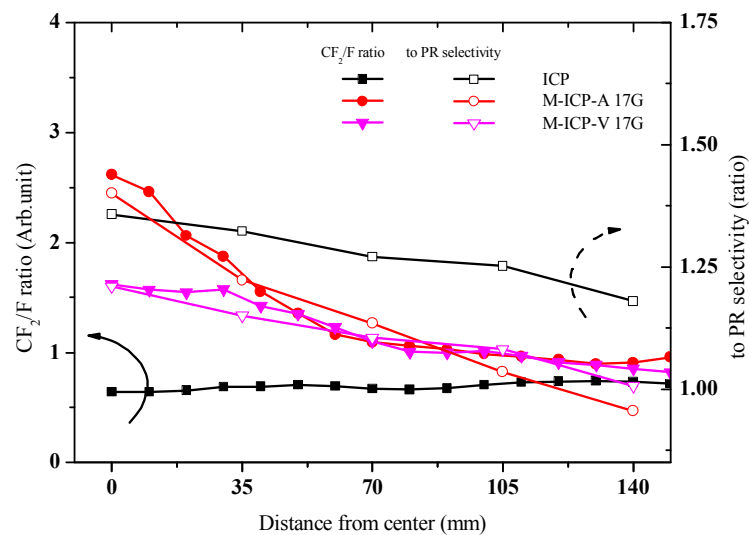


그림 5.4.12. ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 조건에서 반경에 따른 CF_2/F 비율과 선택비 분포.

그림에서 확인할 수 있듯이 M-ICP 조건에서 선택비의 경향이 라디칼의 비율을 따라가는 것을 확인할 수 있다. 하지만 ICP 조건의 경우 라디칼의 비율보다 높은 선택비를 보인다. 이는 앞에서 설명한 바와 같이 SiO_2 의 결합 에너지 이상의 에너지를 가지는 이온에 의한 SiO_2 식각 속도의 증가에 따른 것이다. 선행 논문에서 의하면 이온의 표면 activation 이 없을 경우, CF_2 의 표면 sticking probability 는 매우 낮다. [92][93] 즉, CF_2 라디칼이 식각 표면에 passivation

precursor 로 작용하기 위해서는 ion bombardment 가 있어야 한다.[90] J. P. Booth 의 선행 연구에 의하면 CF_2 라디칼은 높은 압력 높은 기판 전력 조건일 경우 기판 표면에서의 polymer 증착에 의한 passivation 역할보다는 표면 반응에 의한 생성이 주를 이룬다. 하지만 ICP 조건의 경우에도 J. P. Booth 의 압력 조건 (~300 mTorr) 에 비해 낮은 압력이다. 이러한 낮은 압력 및 낮은 기판 전력 조건의 경우에는 통상적으로 식각 표면에 passivation precursor 로 작용하게 된다. [94] 때문에 기판에 입사하는 이온의 에너지가 높은 영역에 분포하는 ICP 조건에서 CF_2 라디칼에 의한 표면 passivation 이 활발하며 앞서 언급한 ion enhanced etching mechanism 에 의한 oxide 식각속도의 증가와 작용하여 식각률을 증가시킨다.

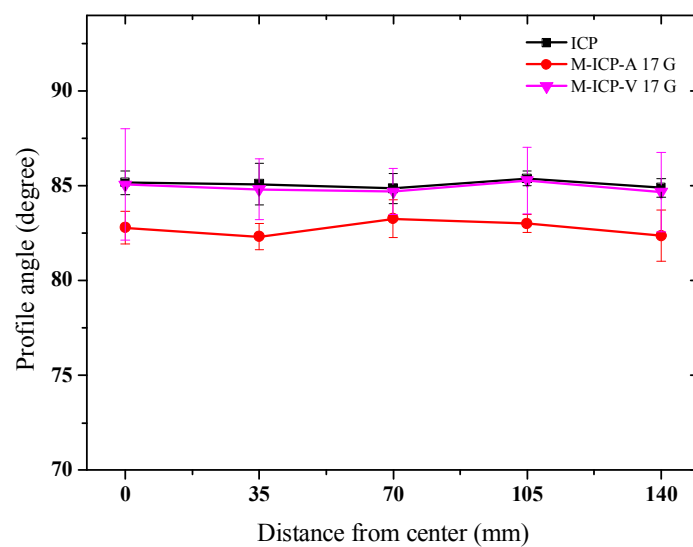


그림 5.4.13. ICP 와 M-ICP-A, M-ICP-V 조건에서 반경에 따른 profile angle 분포.

위의 그래프는 ICP 조건과 M-ICP-A 자장 조건, M-ICP-V 자장 조건에서 식각

sample 의 profile angle 분포 결과이다. 여기에서 profile angle 은 다음과 같이 top CD, bottom CD , etch depth 에 의해 계산된다.

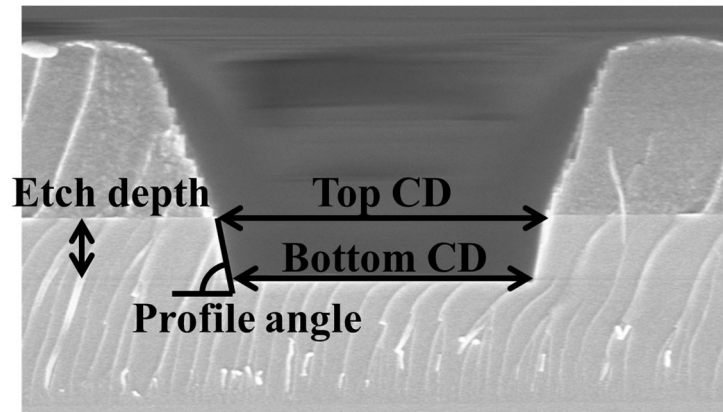


그림 5.4.14. 식각 결과의 profile angle 측정.

$$\text{Profile angle} = \tan^{-1} \frac{\text{Etch depth}}{(\text{Top CD} - \text{Bottom CD})/2}$$

Profile angle 은 결과에서 확인할 수 있듯이 세 자장조건에서 큰 차이를 보이지 않는다. M-ICP-A 자장 조건에서 약 2° 의 감소를 확인할 수 있지만 이는 전체 profile angle 에 비해 크지 않은 감소이다. 또한 식각 실험 결과를 비추어볼 때 화학적 식각에 비해 이온의 물리적 식각이 우세한 식각으로 볼 수 있기 때문에 이방성 식각의 특성을 예상할 수 있고 세 자장 조건 모두에서 profile angle 이 수직에 가까운 것을 확인할 수 있다.

5.5 기판 중심 자장의 크기 변화에 따른 oxide 식각 균일도.

M-ICP-A 자장 분포와 M-ICP-V 자장 분포에서 자장의 세기에 따른 식각 특성을 확인하기 위해 각 자장 분포에서 자장의 세기에 따라 식각 실험을 진행하였다. 우선 자장의 세기에 따른 oxide 의 식각 속도 분포는 다음과 같다.

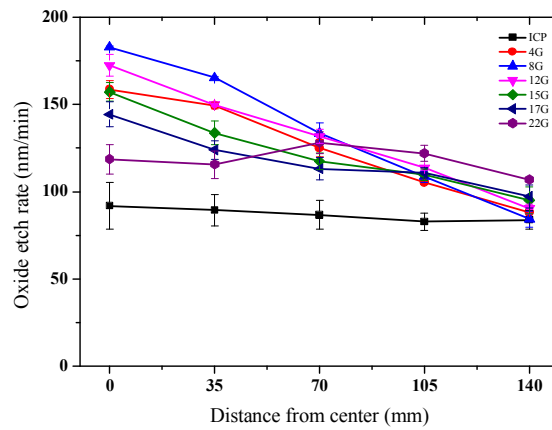


그림 5.5.1. ICP 와 M-ICP-A 조건에서 반경에 따른 oxide 식각 속도 분포.

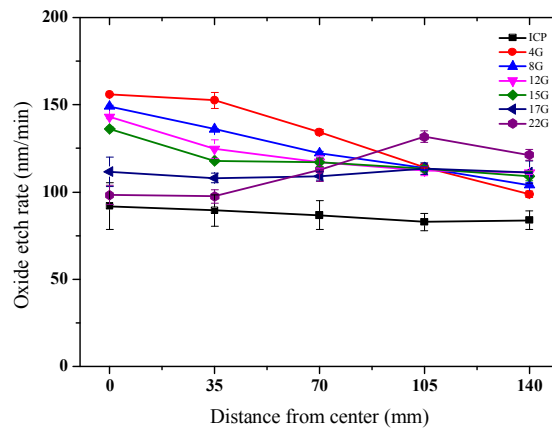


그림 5.5.2. ICP 와 M-ICP-V 조건에서 반경에 따른 oxide 식각 속도 분포.

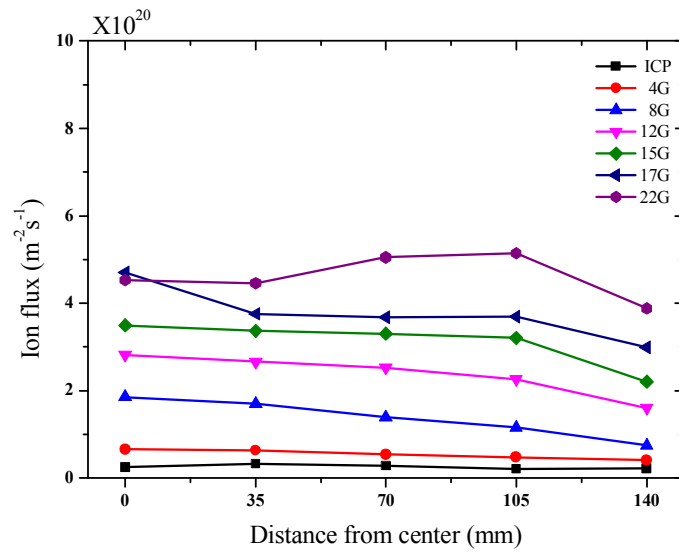


그림 5.5.3. ICP 와 M-ICP-A 조건에서 반경에 따른 이온 선속 분포.

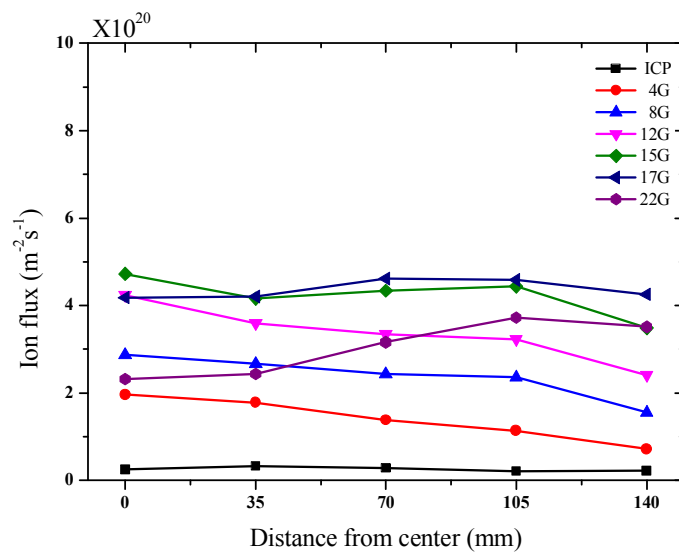


그림 5.5.4. ICP 와 M-ICP-V 조건에서 반경에 따른 이온 선속 분포.

M-ICP-A 자장의 경우 자장의 세기에 따른 기판 중심에서의 oxide 식각 속도의 경향은 8 G 에서 가장 높은 식각 속도를 가지며 이후 자장이 증가할수록 식각 속도가 감소하는 것을 확인할 수 있다. 반면 M-ICP-V 자장 조건의 경우에는 4 G 조건에서 가장 높은 식각 속도를 가지며 이후 M-ICP-A 자장과 마찬가지로 자장의 크기가 증가함에 따라 감소하는 것을 확인할 수 있다. 앞에서 설명한 바와 같이 oxide 의 식각은 크게 이온 선속의 경향을 따른다. 특히 반경 방향의 식각 속도 분포의 경우 이온 선속의 모양과 일치하는 것을 볼 수 있다. M-ICP-A 의 경우 17 G 까지 반경에 따라 단순 감소하지만 22 G 에서 기판의 가장자리에서 증가하는 이온 선속을 보이며 이는 oxide 식각 속도 분포에서도 반영되었다. M-ICP-V 자장의 경우에도 이온 선속 분포에서 17 G 조건까지 자장의 크기가 증가함에 따라 이온 선속 분포 기울기가 감소하는 것을 확인할 수 있다. 이에 따라 17 G 조건에서 가장 균일한 이온 선속 분포를 보인다. 이러한 경향은 oxide 식각 속도 경향에서도 여실히 드러난다. 식각 속도의 분포 기울기는 105 mm 를 기준으로 이후 영역의 식각 속도가 증가하는 것을 확인할 수 있다. 이로 인해 17 G 조건에서 중심과 가장자리에서의 식각 속도 차이가 가장 적어지고 이후 22 G 조건에서는 가장자리에서 역전되는 모습을 보인다. 이러한 경향은 이온 선속 결과와 동일한 모습이다. ICP 와 M-ICP-A 자장 조건, M-ICP-V 자장 조건에서 oxide 식각 속도 균일도의 변화 양상은 다음과 같다.

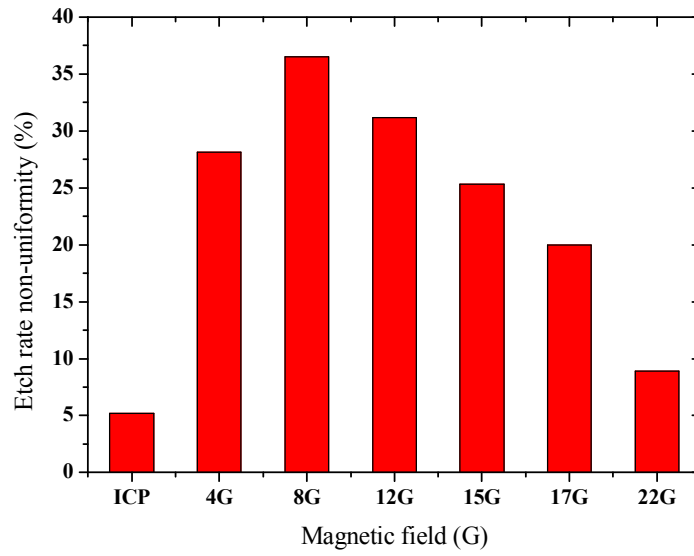


그림 5.5.5. ICP 와 M-ICP-A 조건에서 oxide 식각 속도 non-uniformity.

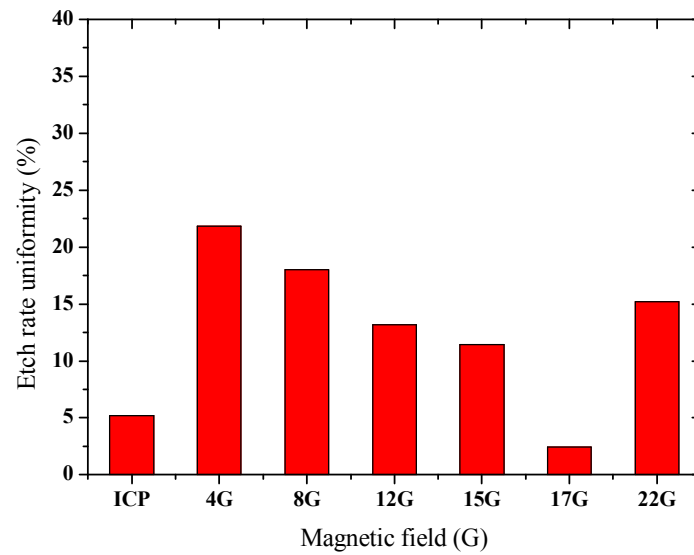


그림 5.5.6. ICP 와 M-ICP-V 조건에서 oxide 식각 속도 non-uniformity.

M-ICP-A 자장 조건의 경우 8 G 에서 가장 균일도가 가장 안 좋은 것을 확인할 수 있다. 식각 속도의 분포를 확인하면 8 G 조건에서 기관 중심 식각 속도가 가장 큰 것을 확인할 수 있다. 중심과 가장자리에서의 식각 속도의 차이 증가에 따라 균일도가 가장 나쁘며 이후 기관 중심 식각 속도의 감소에 따라 균일도가 개선되는 것을 알 수 있다. M-ICP-V 자장 조건의 경우는 M-ICP-A 자장의 경우와 마찬가지로 4 G 조건에서 기관 중심과 가장자리의 oxide 식각 속도차가 가장 큰 결과에 따라 가장 나쁜 식각 균일도를 보인다. 이후 균일도의 개선을 보이며 17 G 에서 가장 균일한 식각 속도를 보인다. 전반적으로 M-ICP-A 자장 조건에서 M-ICP-V 자장 조건에 비해 균일도가 나쁜 결과를 보였다. M-ICP-A 자장 조건에서는 앞에서 실험을 통해 검증한 flute instability 의 영향으로 설명할 수 있다. 플라즈마 가장자리에 위치하는 flute instability 에 의한 플라즈마 loss 의 영향으로 단순 감소하는 경향이 커지며 이러한 이유로 균일도가 flute instability 현상이 존재하지 않는 M-ICP-V 에 비해 낮은 것을 알 수 있다. 또한 두 자장 조건에서 자장의 세기가 증가함에 따라 균일도가 증가하는 것을 확인할 수 있다. 이는 skin effect 로 불리는 효과로 설명할 수 있다.[82][83] 플라즈마의 밀도가 증가함에 따라 기관 전력에 의해 가장자리에서 전기장이 증폭된다. (skin effect) 이에 의해 가장자리에서 전자 가열이 일어나게 되며 밀도 또한 중심에 비해 더 증가하게 된다. 이러한 결과는 기관 15 mm 위치에서 측정한 플라즈마 밀도와 전자 온도의 분포로 확인된다. 이에 따라 가장자리에서의 이온 선속이 증가하게 되면서 균일도의 개선이 일어났다. 하지만 특정 자장 조건 이후 가장자리에서의 선속의 과도한 증가로 균일도에 악영향을 보이는 것을 확인할 수 있다.

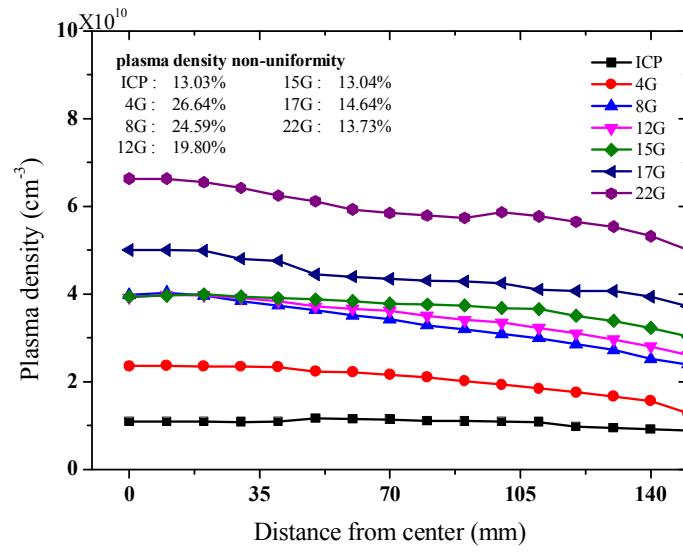


그림 5.5.7. ICP 와 M-ICP-A 조건에서 반경에 따른 플라즈마 밀도 분포.

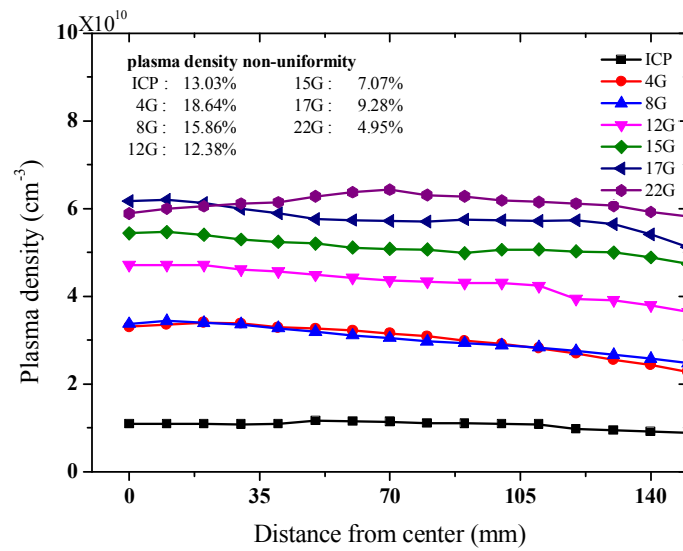


그림 5.5.8. ICP 와 M-ICP-V 조건에서 반경에 따른 플라즈마 밀도 분포.

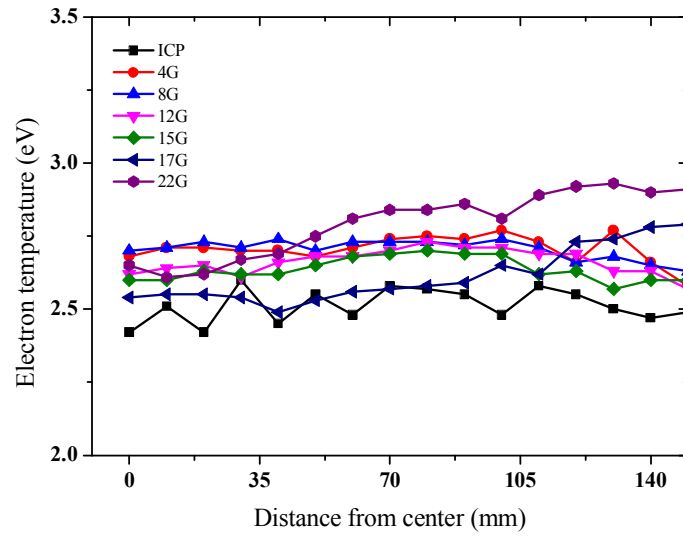


그림 5.5.9. ICP 와 M-ICP-A 조건에서 반경에 따른 전자 온도 분포.

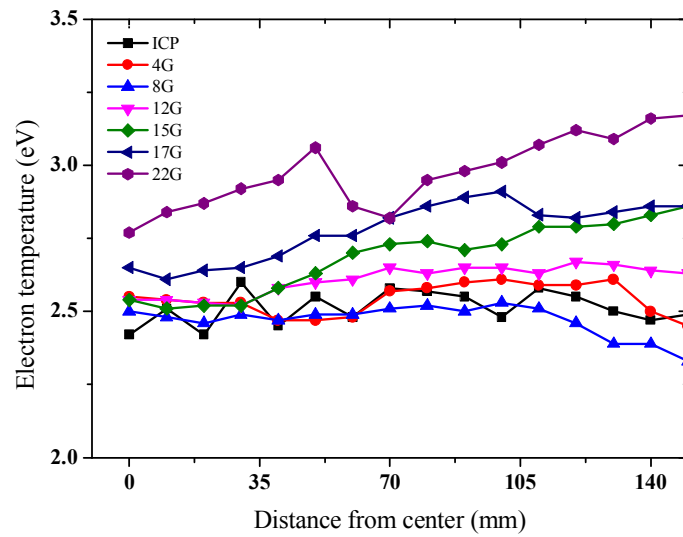


그림 5.5.10. ICP 와 M-ICP-V 조건에서 반경에 따른 전자 온도 분포.

기판 중심에서의 이온 선속 경향을 확인하면 17 G 조건까지 자장이 증가할수록 일정하게 증가하는 것을 확인할 수 있다. 이후 22 G 조건에서 M-ICP-V 조건의 경우 감소하는 경향을 가지며 이는 식각 속도 경향과 맞지 않는다. 이러한 현상을 설명하기 위해 기판 중심에서의 이온 에너지 분포 함수를 측정하였다. 이온 에너지 분포 함수를 측정하기 위해 인가한 기판 전력은 100 W 로 식각 실험이 이루어진 200 W 조건과 다르지만 자장의 증가 및 분포에 따른 경향은 같을 것으로 예상된다.

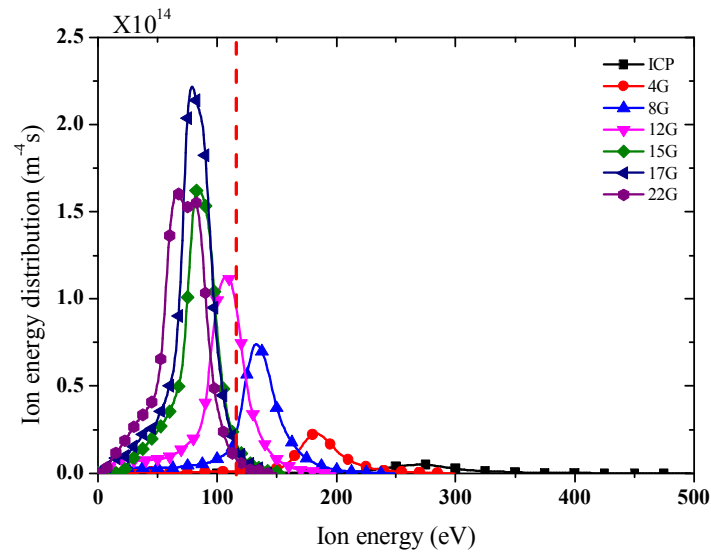


그림 5.5.11. ICP 와 M-ICP-A 조건의 기판 중심에서 이온 에너지 분포.

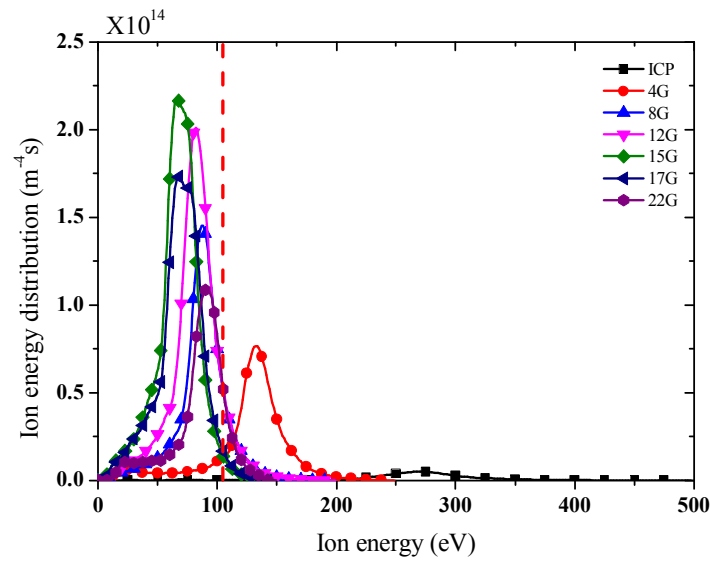


그림 5.5.12. ICP 와 M-ICP-V 조건의 기판 중심에서 이온 에너지 분포.

위의 이온 에너지 분포 함수 결과에서 확인할 수 있듯이 M-ICP-A 자장 조건의 경우 12 G 이후의 조건에서 자장이 증가함에 따른 이온 에너지 분포에 큰 차이가 없는 것을 알 수 있다. 이와 달리 M-ICP-V 자장 조건의 경우는 4 G 이후의 조건에서 자장의 증가함에 따른 이온 에너지 분포의 차이가 없다. 식각 결과의 경향성은 중성 입자나 라디칼만으로는 기판의 물질과의 반응이 적으나 energetic 이온이 기판을 치면서 기판 물질과의 반응성을 높이는 ion enhanced etching mechanism 으로 설명할 수 있다.[17] 두 조건의 결과에 붉은 점선으로도 식된 에너지 이상의 에너지를 가진 이온이 oxide 의 결합을 깨면서 식각 속도를 높인다고 생각할 수 있으며 이온 에너지 분포 함수 측정 조건은 100 W 에서 측정되었기 때문에 oxide 의 결합에너지는 100 eV 이상일 것으로 예상할 수 있다. 자장의 증가에 따른 낮은 에너지 영역으로의 이온 에너지 분포의 이동으로 인해 oxide 의 식각 속도가 감소하게 된다.

이러한 식각 mechanism 으로 인해 ICP 조건에서 M-ICP 에 비해 현저하게 낮은 플라스마 밀도와 이온 선속에 불구하고 식각 속도의 차이가 크지 않음을 알 수 있다.

5.6 실험 요약 및 결론.

자장의 인가에 따른 플라즈마의 균일도 개선 측면을 실험하기 위해 ICP와 M-ICP-A 자장 조건, M-ICP-V 자장 조건에서 플라즈마 특성 및 oxide 식각 특성에 대해 확인하였다. 기판에서의 높이와 반경 방향으로 자장의 세기가 증가하는 M-ICP-V 자장 조건의 경우 감소하는 M-ICP-A 자장에 비해 플라즈마 밀도가 높았다. 이는 R-wave 전자 가열과 4.3 장에서 확인한 flute instability의 영향으로 볼 수 있다. 기판에 입사하는 이온의 선속은 밀도의 경향을 따라 M-ICP-V 자장 조건에서 가장 높은 것을 확인할 수 있었다. 하지만 oxide 식각 속도의 경우 분포의 형태는 비슷한 점이 있지만 기판의 중심에서 M-ICP-A 자장 조건과 M-ICP-V 자장 조건의 크기가 역전되는 것을 확인할 수 있었다. 이는 이온 에너지 분포를 통해 설명할 수 있다. M-ICP-A 자장 조건의 중심에서 이온 에너지 분포가 높은 에너지 영역에 위치하였으며 energetic 이온이 기판을 치면서 기판 물질과의 반응성을 높이는 ion enhanced etching mechanism에 의해 M-ICP-A 자장 조건의 중심에서 식각 속도가 증가하였음을 알 수 있다. 선택비 결과의 경우 M-ICP 조건에서 ICP 조건에 비해 낮은 것을 확인할 수 있다. 이는 ICP의 높은 이온에너지의 영향으로 생각할 수 있다. CF_2 라디칼의 passivation precursor 작용을 위해서는 높은 에너지의 이온 bombardment가 필요하며 ICP의 높은 이온 에너지가 작용한 것으로 볼 수 있다. M-ICP-A 자장과 M-ICP-V 자장의 선택비의 반경에 따른 분포는 F과 CF_2 라디칼의 농도 비율 분포와 유사한 것을 확인할 수 있었다. 자장의 세기에 따른 oxide 식각 속도 균일도는 M-ICP-A의 자장 조건의 경우 8 G에서 가장 나쁜 결과를 얻었으며 이후 자장의 증가에 따라 균일도가 증가하는 경향을 확인하였다. 반면 M-ICP-V 자장 조건의 경우 17 G 조건에서 가장 높은 균일도를 확인할 수 있었다. 이는 17 G를 기준으로 낮은 자장에서는 반경에 따라 식각 속도가 감소하는 경향을 가지는 반면

높은 자장에서는 식각 속도가 반경에 따라 증가하는 경향을 보이며 이 영향으로 볼 수 있다. 실험을 통해 자장의 인가에 따른 플라즈마 특성으로 식각 특성에 대하여 예측할 수 있으며 자장의 기울기 방향과 세기에 따른 식각 특성의 방향성을 확인하였다. 향후에 ion enhanced etching mechanism 을 뒷받침할 수 있는 실험이 필요할 것으로 생각된다. 즉, 이온에 의한 bombardment 로 인해 식각 속도가 증가하며 CF_2 라디칼의 passivation precursor 작용을 돕는 해당 에너지에 대한 연구가 필요할 것으로 생각된다. 또한 oxide 이외의 물질에 대해서도 식각 특성을 확인 할 필요가 있다고 생각된다.

제 6 장 M-ICP ashing 공정 중 low-k 물질 데미지 특성

6.1 Low-k 물질 데미지에 대한 선행 연구.

반도체 소자의 크기가 작아지며 메모리 용량의 증대가 이루어지고 logic chip 의 속도 또한 수 GHz 에 이를 만큼 빨라지면서 반도체 소자의 제작 시 다층 배선 구조와 배선의 고 밀도화가 이루어지고 있다. 이러한 변화로 인해 각 배선 간의 crosstalk 의 문제가 발생하거나 금속 배선간의 정전 용량 C 과 배선의 저항 R 에 의한 RC delay 의 영향이 커지고 있다. [95] 특히 RC delay 에 대해서 기존의 소자의 속도는 트랜지스터의 스위칭 속도에 크게 좌우되었으나 고집적 고밀도화가 이루어짐에 따라 RC delay 의 영향이 결정적인 요인으로 대두되고 있다.[96][97]

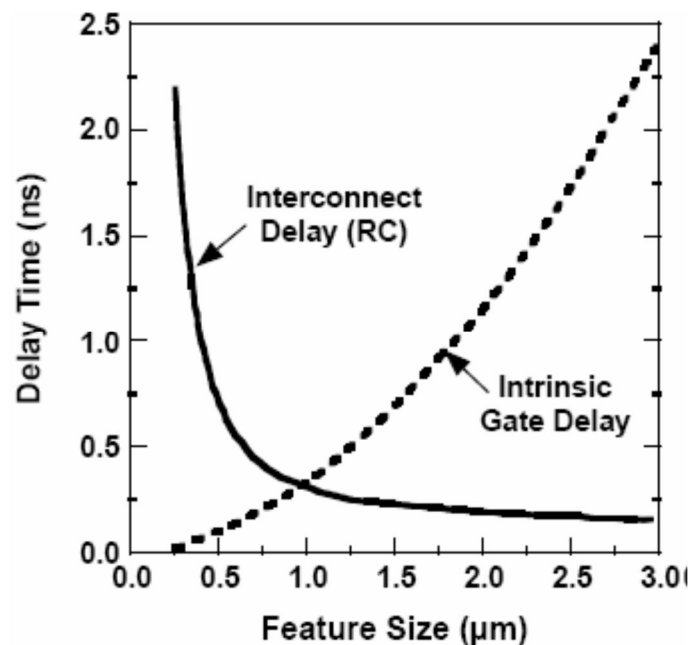


그림 6.1.1. 배선 간격과 소자 속도의 관계.[97]

이러한 문제를 해결하기 위해 배선 물질을 전기적 저항이 낮은 구리를 이용하

거나 배선의 사이에 기존의 절연 물질보다 유전 상수가 작은 low-k 물질을 사용하고 있으며 특히 low-k 물질의 유전 상수를 낮추는 대체 물질에 대한 연구가 활발히 이루어지고 있다. [98]-[101] 반도체 소자 제작용 low-k 물질의 특성은 일반적으로 전기적, 화학적, 기계적 및 열적 특성이 요구된다. 이중 유전체의 식각 공정 중의 유전 상수의 증가 문제의 분석과 해결에 대한 선행 연구가 활발하게 이루어졌다. 플라즈마 데미지에 대한 해결로서의 선행 연구들은 O_2 이외의 가스 및 장비의 대체를 통한 데미지 최소화 공정과 후처리 공정을 통한 유전상수 회복 방향으로 진행되었다.[102][103][104][105][106][107] 이 중 몇 가지 논문의 내용을 설명하고자 한다.

우선 후처리 공정을 통한 데미지의 회복에 대해 P.T. Liu[103] 는 ashing 후 H_2 플라즈마를 이용한 후 처리 공정을 통해 유전율을 회복시키는 방법을 소개하였다. T. C. Chang [104] 은 trimethylchlorosilane (TMCS) 를 이용한 후처리 공정을 통해 low-k 물질의 -OH 기를 제거하여 유전율을 회복시키는 방법을 소개하였다.

후처리 공정 이외에 PR ashing 공정에서의 변화를 통한 데미지의 최소화를 시도한 선행 연구들도 있는데 H. Shi [102] 는 O_2 플라즈마를 대체하여 CO/O_2 와 CO_2/N_2 플라즈마를 이용한 ashing 공정으로 low-k 물질의 데미지를 최소화하는 방법을 소개하였다. A. Matsushita [105] 는 H_2/He 플라즈마로 ashing 공정을 함으로써 low-k 물질의 데미지를 최소화하였다. 또한 K. V. Laer[108] 는 N_2/H_2 플라즈마를 이용한 ashing 공정으로 데미지를 최소화하였다. N_2/H_2 플라즈마를 이용한 ashing 공정에 대해 M. fukasawa [109]는 CCP 장비에서 N_2 와 H_2 가스의 비율에 따른 $SiOCH$ 물질의 데미지를 측정하였다.

Ashing 공정 가스의 변화 외에 다른 요인의 변화를 통해 low-k 물질의 데미지를 줄이는 시도도 이루어져 왔으며 S. Uchida [110] 는 N_2/H_2 가스를 이용한 CCP 장비에서 플라즈마 유도 데미지에 대한 dual 주파수 플라즈마의 영향을 확인하

였다. 또한 다른 논문[111]에서 dual 주파수 플라즈마에서 라디칼과 radiation, 이온에 따른 플라즈마 데미지의 변화를 확인하였다. M. J. Goeckner [106], B. White[107] 는 natural oxygen beam 을 이용한 ashing 공정으로 데미지를 최소화하는 시도를 하였다. 또한 H. Shi [102] 는 ICP 및 RIE 장비의 비교를 통해 장비에 따른 ashing 데미지의 차이를 확인하였다. ICP 장비 결과에서 RIE 장비에 비해 높은 ashing 데미지를 확인할 수 있다.

본 실험에서는 O₂ 플라즈마를 이용한 ashing 공정에서 기존의 ICP 에 비해 높은 이온 선속과 낮은 이온 에너지 특성을 가지는 M-ICP 장비를 적용함으로써 다른 장비에 비교하여 low-k 물질의 데미지 최소화 가능성을 확인하였다. low-k 물질의 데미지에 대한 mechanism 과 M-ICP 장비에서 압력, 전력 등의 요인에 따른 데미지 경향을 실험하였다.

플라즈마에 의한 ashing 데미지에 대한 mechanism 에 대한 선행 연구에 의해 O₂ 플라즈마를 이용한 ashing 공정에서 플라즈마로 인한 필름 수축, 메틸기 소실, 수분 흡수 등의 현상으로 인해 low-k 물질의 유전상수가 증가하는 것을 확인하였다.[112]-[114]

이 실험에서는 O₂ 플라즈마로 인한 메틸기 소실과 수분 흡수에 따른 플라즈마 데미지에 중점을 두고 다양한 플라즈마 조건에 대한 데미지의 변화 양상과 IED 측정 결과를 비교, 확인하려 한다. 또한 기존의 ICP 에 비해 자장이 인가된 M-ICP 의 특징인 높은 이온 선속과 낮은 이온 에너지를 적용하여 low-k 물질의 ashing 과정에서의 데미지에 대한 영향을 실험을 하였으며 실제 공정에 응용할 수 있는 가능성을 보았다.

6.2 실험의 구성 및 방법.

6.2.1 실험에 사용된 low-k 물질.

이 실험에서 사용된 low-k 물질은 DiMethylDiMethoxySilane (DMDMS) 와 MethylTriMethoxySilane (MTMS) 를 precursor 로 사용하였으며 PECVD 공정을 통해 증착했다.[115]-[119] 데미지를 받기 전에 low-k 물질의 유전 상수 값은 2.2 이다.

low-k 물질은 패턴 공정이 끝난 후 PR 을 제거하는 공정인 ashing 공정에서 플라즈마에 노출되면 데미지를 입게 된다. 실제 ashing 공정은 PR 을 제거하는 공정이기 때문에 이 실험에서는 기준이 되는 두께의 PR 을 제거할 동안 low-k 물질의 데미지를 측정하였다. 보통의 line 공정의 경우 PR 의 두께가 5000\AA 이 하이기 때문에 5000\AA 의 PR 을 식각되는 시간동안 low-k 물질을 같은 조건에 플라즈마에 노출시켜서 데미지를 측정하였다.

6.2.2 FT-IR 분석법.

FT-IR 측정은 Fourier-transform infrared spectroscopy 의 약자로 적외선을 투과시켜 물질에서 흡수한 광량을 측정하여 각 물질의 작용기의 양을 측정한다. 이 측정 방법을 이용하여 low-k 물질의 데미지에 의한 메틸기의 손실과 수분의 흡수에 따른 $-\text{OH}$ 기의 증가를 확인하였다. 두 작용기의 파수는 아래의 그림과 같은 흡수 스펙트럼에서 Si-OH 는 930 nm^{-1} , Si-CH_3 메틸기는 1270 nm^{-1} 의 크기를 이용하였다. [103][112][120][121]

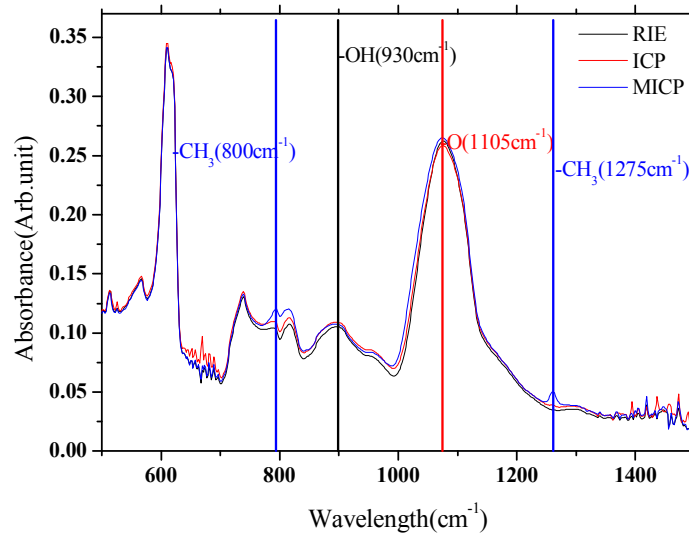


그림 6.2.1. FT-IR 흡수 스펙트럼과 작용기의 크기 측정.

이 작용기의 비율을 계산하여 메틸기의 손실과 수분의 흡수에 의한 low-k 물질의 데미지를 측정하였다. 실험에 사용된 FT-IR 측정장비는 Thermo Scientific (USA) 사의 Nicolet 6700 이다.

6.3 RIE, ICP, M-ICP 장비에서의 ashing 공정 특성.

M-ICP 에서 low-k 물질의 데미지 경향을 확인하기 위해 우선 실험 환경에서 low-k 물질의 ashing 공정에 가장 많이 사용되는 CCP 타입의 RIE 장비와 통상적인 ICP 장비에서의 데미지를 확인하고 비교하였다.[95][113] RIE 장비의 경우 Oxford 80 plus 장비를 이용하였으며 통상적으로 PR 과 같은 polymer 계열의 물질 식각에 사용되는 조건에서 실험을 진행했다. 50 sccm 의 O₂ 가스를 사용하였고 50 mTorr 의 압력 조건을 이용하였다. 13.56 MHz 의 150 W 의 전력을 사용하였다. ICP 와 M-ICP 장비의 경우, 100 sccm 의 O₂ 가스를 이용하여 10 mTorr 의 압력을 맞추었고 소스 전력으로는 27.12 MHz 의 750 W, 기판 전력으로는 13.56 MHz 의 100 W 를 인가하였다. 측정된 PR ashing rate 는 다음과 같다.

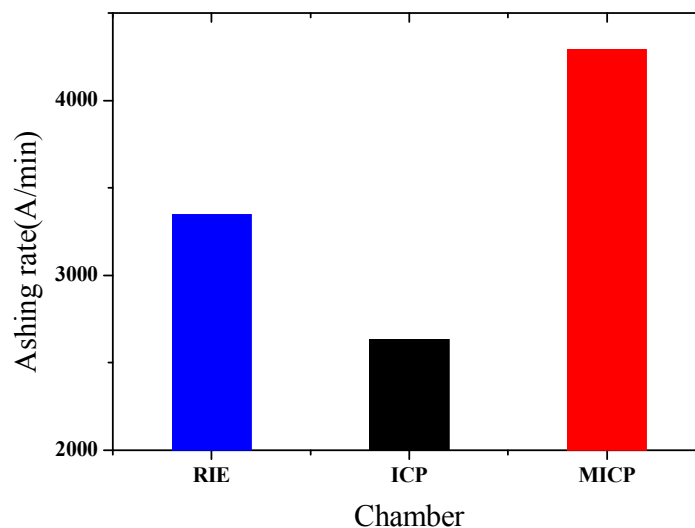


그림 6.3.1. RIE, ICP 및 M-ICP 에서의 ashing rate.

자장이 인가된 ICP 의 경우가 가장 높은 ashing rate 를 보여주고 있다. 또한 ICP 의 경우 RIE 장비에 비해 낮은 ashing rate 를 보여주었다. 측정된 ashing

rate 를 토대로 PR 5000 을 제거하기 위한 시간 동안 low-k 물질을 플라즈마에 노출시켰을 때 측정된 데미지는 다음의 그래프와 같다.

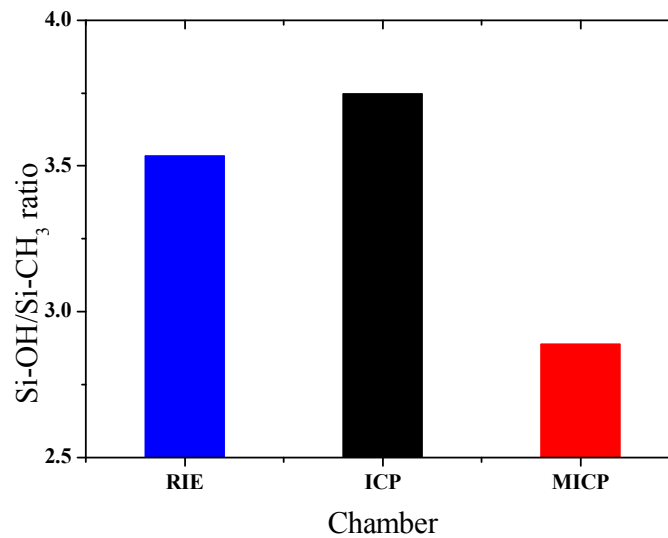


그림 6.3.2. RIE, ICP 및 M-ICP 에서의 ashing 데미지.

Ashing 데미지의 경향은 ashing rate 와 반대로 나타났다. 이러한 경향이 어떠한 요인에 의한 데미지인지 알아보기 위해 두 장비에서 데미지를 일으키는 요인에 대한 실험을 할 필요가 있다. Low-k 물질의 데미지를 일으키는 요인으로서는 라디칼 농도, low-k 물질에 입사하는 이온의 선속, 에너지등이 있다. 우선 라디칼 농도에 따른 low-k 물질의 데미지 경향을 보기 위해 ICP 와 M-ICP 에서 O 라디칼의 농도를 actinometry 를 통해 측정하였다.

Chamber	ICP	MICP
777.4nm intensity (arb. unit)	6.00	17.27
844.6nm intensity (arb. unit)	2.49	6.01

표 6.3.1. ICP 와 M-ICP 에서 O 라디칼의 농도.

Actinometry 측정에는 Ar 가스 2 % 를 포함하여 Ar 대비 상대 농도를 측정하였다. 선행 연구에 의하면 O 라디칼의 농도에 비례하여 O₂ 플라스마 데미지가 증가하는 것으로 알려져 있다.[112] 하지만 ICP 에 비해 M-ICP 의 경우 더 높은 O 라디칼 농도를 보임에도 불구하고 낮은 플라스마 데미지를 보인다. 이를 통해 라디칼의 영향보다 더 중요한 요인이 있을 것을 확인할 수 있다. 데미지의 다른 요인 중 하나인 UV radiation 의 경우 선행 논문의 연구 결과에 의하면 단독요인으로의 영향은 매우 미비하며 O 라디칼과 같이 영향을 미쳤을 때 low-k 물질에 큰 영향을 미친다. [122] 이렇기 때문에 UV 또한 라디칼의 농도가 높은 M-ICP 조건에서 low-k 물질에 더 큰 데미지를 줄 것을 예상할 수 있다. 하지만 데미지 결과를 확인하였을 때, M-ICP 조건에 비해 ICP 조건에서 low-k 물질의 데미지가 더 높기 때문에 라디칼과 UV 외에 데미지에 더 큰 영향을 주는 요인을 확인해봐야 할 것이다. Low-k 물질의 데미지에 영향을 주는 다른 요인 중 중요한 요인은 기판에 입사하는 이온의 에너지 분포와 선속이다. 두 장비에서 기판에 입사하는 이온 에너지 분포와 선속은 다음과 같다.

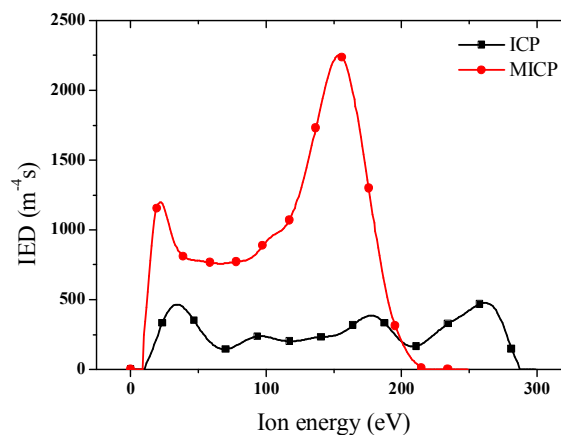


그림 6.3.3. ICP 와 M-ICP 에서 기판에 입사하는 이온의 에너지 분포.

Chamber	ICP	MICP
Total ion flux ($10^{11} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	4.58	12.80

표 6.4.2. ICP 와 M-ICP 에서 기판에 입사하는 이온 선속.

ICP 에 비해 자장이 인가된 M-ICP 장비에서 더 높은 이온 선속이 측정된 것을 볼 수 있으며 ICP 에 비해 낮은 에너지를 확인할 수 있다. 특히 M-ICP 의 경우에 200 eV 이하의 분포를 확인할 수 있다. 선행 논문에서 의하면 DC bias 전압이 225 V 이상인 조건의 경우, O_2 플라즈마에 의해 low-k 물질의 표면이 경화되어 (densified) 보호막 역할을 하기 때문에 O_2 플라즈마에 의한 데미지가 침투 확산되지 않는 것을 보였다.[112] ICP 와 M-ICP 의 경우, DC bias 전압이 각각 210 V 와 98 V 로 225 V 이하이기 때문에 O_2 에 의한 표면 경화가 이루어지지 않을 것을 예상할 수 있다. 이런 조건에서는 기판에 입사하는 이온의 에너지가 높을수록 입사하는 이온의 ion bombardment 에 의해 $-\text{CH}_3$ 기가 끊어져 dangling bond 가 형성되고 이에 moisture uptaking 현상이 일어나 $-\text{OH}$ 기로 전환된다. 이런 과정으로 k 값이 증가한다.[122]

6.4 Ar 가스의 비율에 따른 ashing 공정 특성.

Low-k 물질의 표면에서의 반응에 의한 low-k 물질의 데미지를 알아보기 위해 데미지가 적은 M-ICP 장비에서 O_2 와 Ar 가스의 비율에 따라 실험을 진행하였다. 이 실험에서 O_2 가스와 Ar 가스의 비율 외의 가스 총 유량, 압력, 전력 조건 등 다른 조건은 총 유량 100 sccm, 압력은 10 mTorr, 소스 전력은 750 W 기판 전력은 13.56 MHz 의 100 W 로 통일하였다. Ar 가스의 경우 전체 유량의 0 % 에서 75 % 까지 25 % 씩 증가시켰다. 다음의 그림은 총 유량에 대한 Ar 가스의 비율에 따른 ashing rate 와 데미지 결과이다.

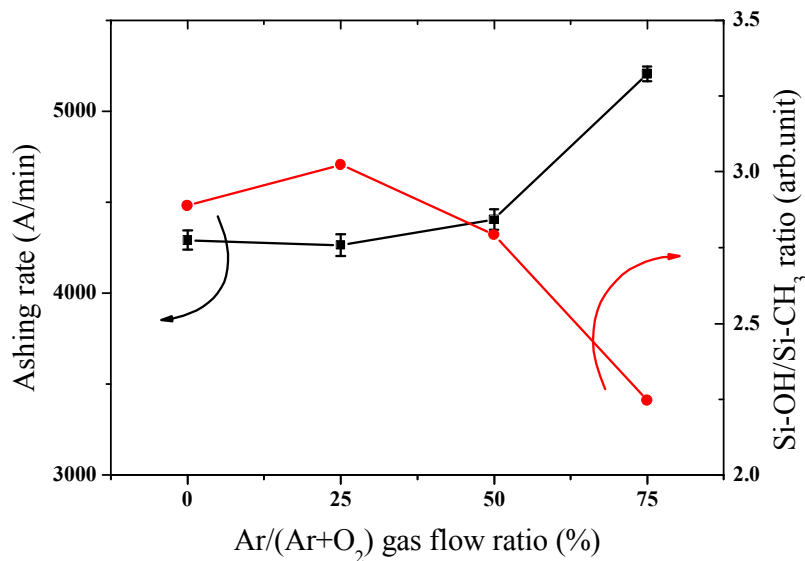


그림 6.4.1. Ar 가스 비율에 따른 ashing rate 와 low-k 물질 데미지.

ashing rate 와 데미지 결과 모두에서 25 % 를 기준으로 좌우로 반대의 경향을 보이는 것을 알 수 있다. 우선 0 % 에서 25 % 로 변화에서 ashing rate 의 감소와 데미지의 증가를 확인할 수 있다. 이는 O 라디칼의 감소로 인해 화학적인 ashing 의 감소 현상으로 생각된다. 또한 O 이온에 비해 무거운 Ar 이온

bombardment 에 의한 dangling bond 의 증가에 의해 Low-k 물질의 데미지 증가 현상이 일어난 것으로 생각된다. 하지만 Ar 가스의 비율이 더 증가하게 되면 O 라디칼의 감소에 의한 화학적 ashing 의 감소보다 증가한 Ar 이온의 bombardment 에 의해 유도되는 chemical ashing 의 증가량이 더 커지면서 ashing rate 의 증가가 확인된다. 반면 25 % 이상의 비율에서 low-k 물질 데미지의 감소는 O 라디칼의 감소에 의한 -OH 기의 직접적인 형성의 감소에 기인한다. 다음의 그림은 Ar 가스의 비율에 따른 기판의 DC bias 전압의 경향 그래프이다.

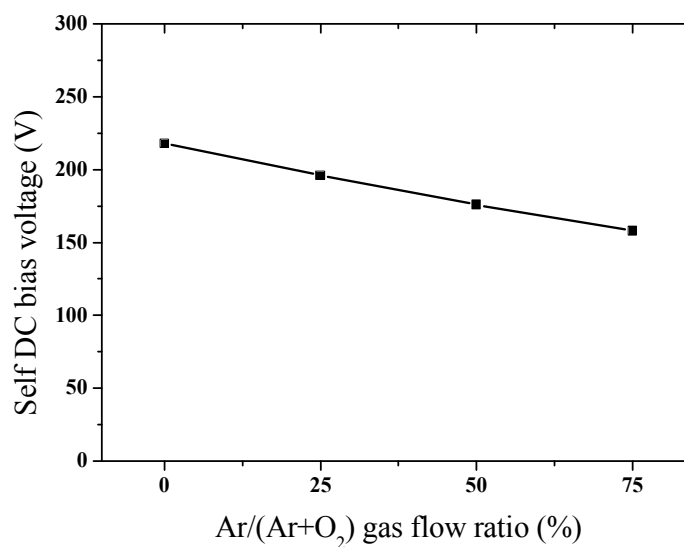


그림 6.4.2. Ar 가스 비율에 따른 self DC bias voltage.

Ar 가스의 비율이 증가할수록 DC bias 전압이 감소하는 것을 확인할 수 있다. 이러한 현상에 따라 DC bias 전압에 의해 가속되는 이온의 에너지 또한 감소되기 때문에 앞선 low-k 물질의 데미지 감소를 유발하게 된다.

6.5 압력에 따른 ashing 공정 특성.

가스의 압력 변화에 따른 low-k 물질의 데미지 변화를 확인하기 위해 M-ICP 장비의 압력을 5 mTorr, 10 mTorr, 25 mTorr, 50 mTorr 로 변화시켰다. 압력 이외의 조건에 대해서는 유량 O_2 가스 100 sccm , 소스 전력 750 W, 기판 전력 13.56 MHz 100 W 로 일치시켰다. 다음의 그래프는 압력의 변화에 따른 PR 의 ashing rate 와 low-k 물질의 데미지 그래프이다.

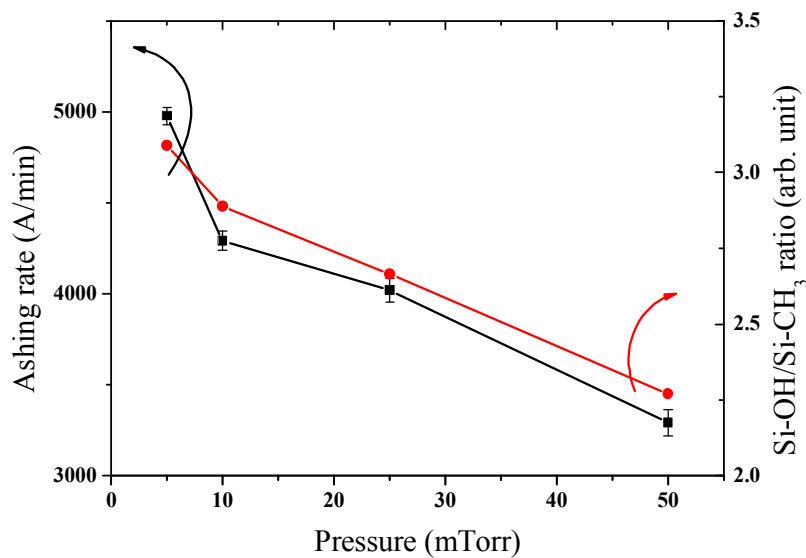


그림 6.5.1. 가스의 압력에 따른 ashing rate 와 low-k 물질의 데미지.

가스의 압력이 증가할수록 PR 의 ashing rate 와 low-k 물질의 데미지 둘 다 감소하는 것을 확인할 수 있다. 이러한 현상의 원인에 대해 알아보기 위해 O 라디칼의 농도와 기판에 입사하는 이온의 선속에 대해 측정하였다.

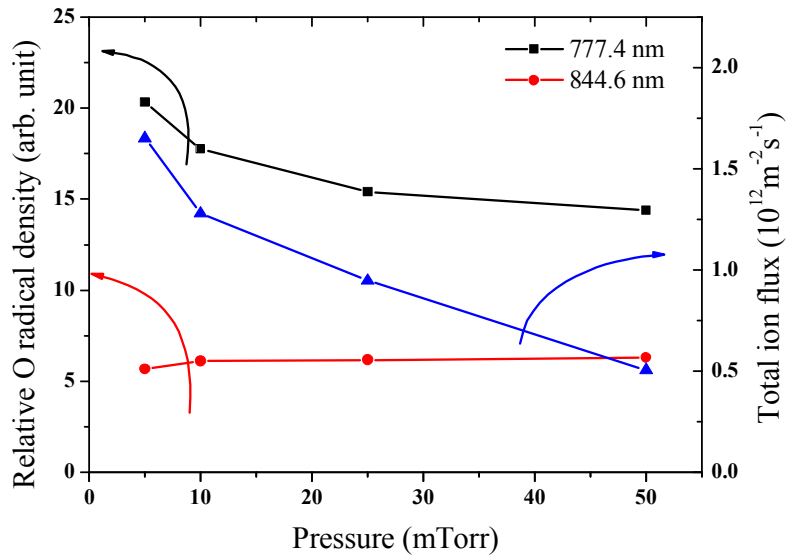


그림 6.5.2. 가스의 압력에 따른 O 라디칼의 농도와 이온 선속.

그래프에서 보이듯이 O 라디칼의 두 파장 777.4 nm 와 844.6 nm 의 양상이 다른 것을 확인할 수 있다. 선행 연구에 의하면 777.4 nm 의 파장에 비해 844.6 nm 의 파장이 O 라디칼의 양상을 더 정확하게 반영한다고 알려져 있다.[123] 때문에 844.6 nm 파장의 양상을 확인하면 O 라디칼은 압력이 증가함에 따라 같이 소폭 상승하는 것을 알 수 있다. 즉, 압력이 증가할수록 low-k 물질의 데미지를 악화시키는 양상을 보인다. 하지만 앞에서 확인한 데미지 양상은 감소하는 것으로 나타나며 이는 데미지에 대한 다른 요인에 더 기인한다고 할 수 있다. 기관에 입사하는 이온 선속의 경향을 보면 압력에 따라 감소하는 것을 확인할 수 있다. Low-k 물질의 데미지에 영향을 미치는 요인 중 하나인 이온 에너지 분포는 다음의 그래프와 같이 나타났다.

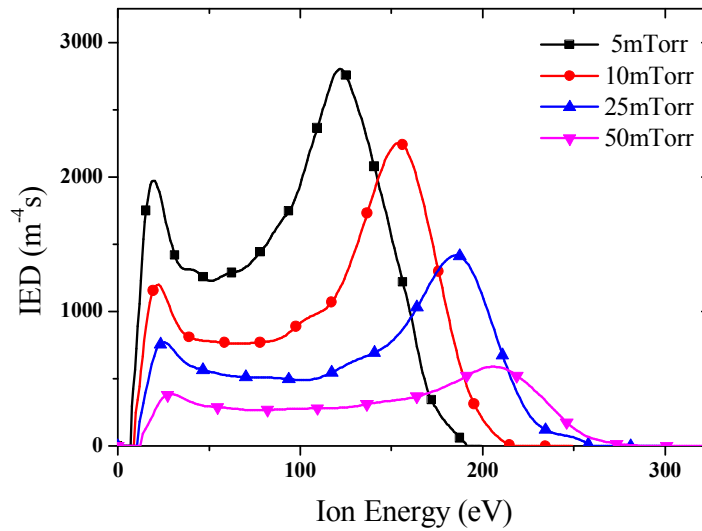


그림 6.5.3. 가스의 압력에 따른 이온 에너지 분포.

이온 선속의 경향에 반대로 이온 에너지 분포는 압력이 증가할수록 높은 에너지 쪽으로 증가하는 것을 확인할 수 있으며 200 eV 이상의 에너지를 가지는 이온 또한 증가하는 것을 확인할 수 있다.[61] 하지만 5 mTorr 와 50 mTorr 조건을 비교할 때, 최대 이온 에너지는 약 10 % 증가한 반면 이온 선속은 약 35 % 감소하였기 때문에 이 경우 이온 에너지의 변화보다는 이온 선속의 변화가 low-k 물질의 데미지에 중요한 요인으로 작용했다는 것을 확인할 수 있다.

6.6 소스 전력에 따른 ashing 공정 결과.

소스 전력의 변화에 따른 플라즈마 데미지의 변화를 확인하기 위해 앞의 실험과 마찬가지로 소스 전력 조건 외에 모든 조건을 일치시켰다. O_2 100 sccm 의 10 mTorr 가스를 사용하였으며 기판 전력으로는 13.56 MHz 의 100 W 로 설정하였다. 소스 전력을 500 W, 750W, 1000 W 로 250 W 증가시키며 실험하였다. 다음은 소스 전력에 따른 PR ashing rate 와 이에 따른 데미지 경향이다.

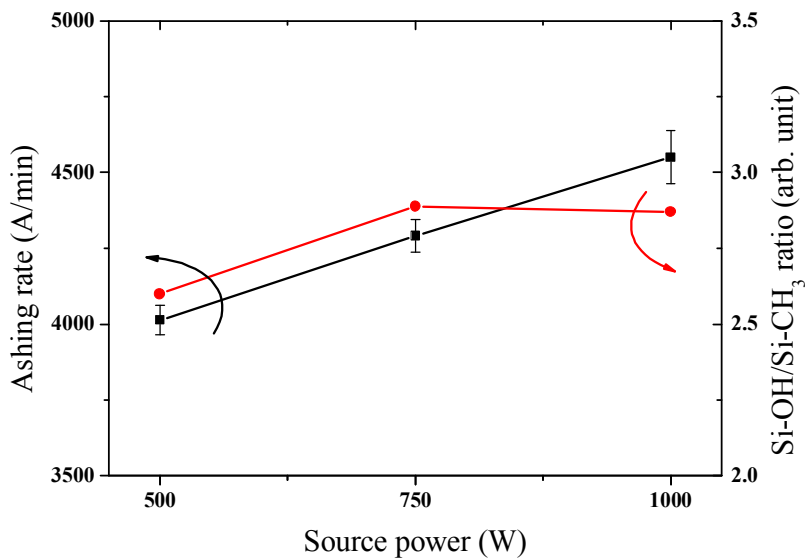


그림 6.6.1. 소스 전력에 따른 ashing rate 와 low-k 물질의 데미지.

소스 전력의 증가에 따라 ashing rate 가 증가하는 것을 알 수 있다. 데미지 경향의 경우 750 W 와 1000 W 의 사이에 데미지의 감소가 확인되었다. 이러한 양상의 원인에 대해 설명하기 위해 다음과 같이 O 라디칼의 농도와 기판에 입사하는 이온의 선속을 측정하였다.

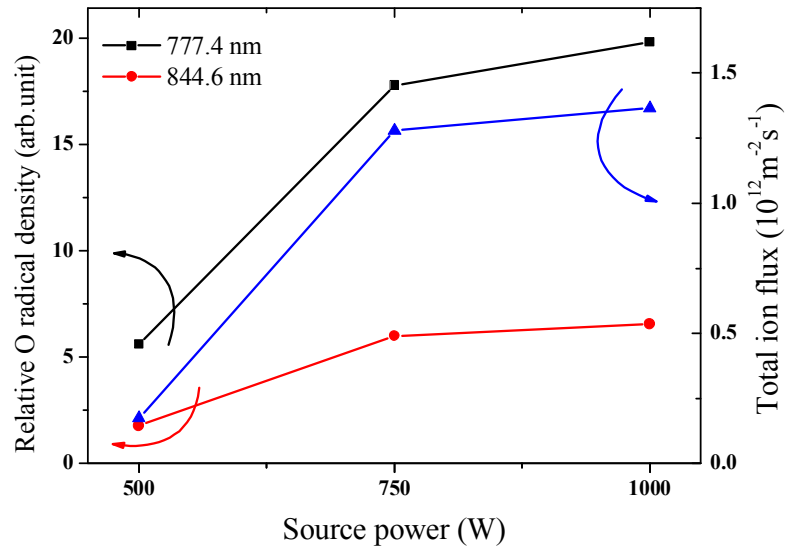


그림 6.6.2. 소스 전력에 따른 O 라디칼의 농도와 이온 선속.

두 측정결과 모두 소스 전력 750 W 와 1000 W 사이에 500 W 와 750 W 사이에 비해 작은 비율이긴 하지만 증가하는 것을 확인 할 수 있다. 이를 통해 이온 선속의 변화만으로 low-k 물질의 데미지를 설명할 수 없다는 것을 알 수 있다. 데미지의 다른 요인을 확인하기 위해 아래의 그래프와 같이 이온 에너지 분포를 측정하였다.

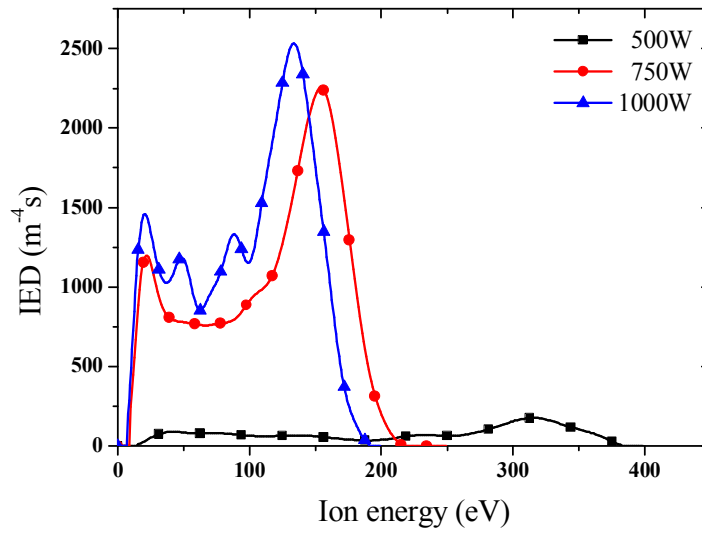


그림 6.6.3. 소스 전력에 따른 O 이온 에너지 분포.

이온 에너지 분포에서는 O 라디칼 농도 및 이온 선속의 경향과 마찬가지로 500 W 와 750 W 의 사이에 큰 변화를 보이는 것을 알 수 있다. 이 현상의 원인을 확인하기 위해 소스 전력을 100 W 씩 변화시키며 O 라디칼의 844.6 nm 와 777.4 nm 파장의 세기 변화를 확인하였다.

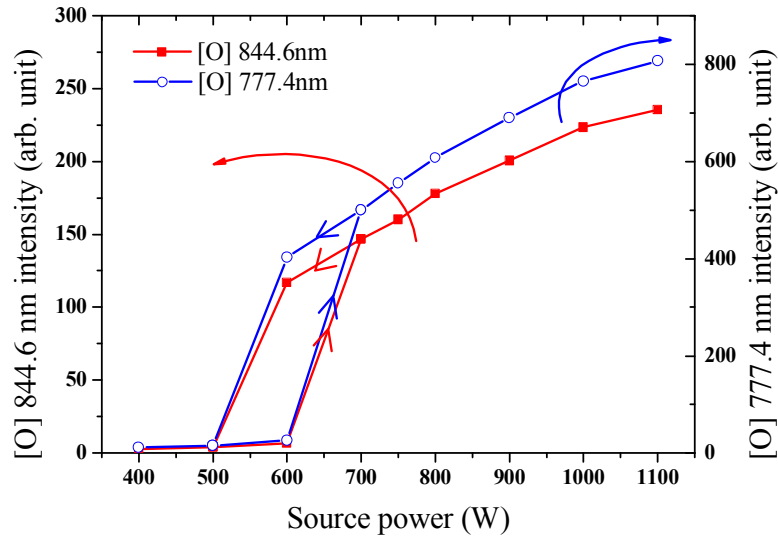


그림 6.6.4. 소스 전력에 따른 O 파장의 세기 변화.

위의 그래프에서 확인 할 수 있듯이 hysteresis 경향이 드러나며 mode 의 변화가 500 W 와 600 W 사이에서 일어나는 것을 알 수 있다. 이를 통해 500 W 와 750 W 사이의 이온 선속, O 라디칼 농도 및 이온 에너지 분포의 변화는 E-H mode 변화에 기인한 것임을 확인할 수 있다.[124][125]

500 W 와 750 W 의 사이에 이온 에너지 분포의 감소는 O 라디칼 884.7 nm 파장의 약 3.4 배의 증가와 이온 선속의 5 배 이상의 증가에 비해 감소량이 작기 때문에 데미지가 증가한다고 할 수 있다. 하지만 750 W 와 1000 W 사이의 경우 O 라디칼 농도와 이온 선속의 증가는 미비하므로 이온 에너지 분포의 작은 에너지 쪽으로의 이동이 low-k 물질의 데미지에 크게 기여한다고 결론 내릴 수 있다.

6.7 기판 전력에 따른 ashing 공정 특성.

기판에 인가되는 전력에 따른 low-k 물질의 데미지에 대한 실험에 앞서 앞에서 언급한 low-k 물질의 경화에 따른 데미지의 영향을 확인하기 위해 실험에 사용된 기판 전력의 100 W, 200 W, 그리고 300 W 에서의 DC bias 전압을 측정하였다. 각각의 전압은 98 V, 185 V, 263 V 로 경화되기에는 낮은 전압임을 확인하였다. 다음의 그래프는 PR ashing rate 와 low-k 물질 데미지의 기판 전력에 따른 경향이다.

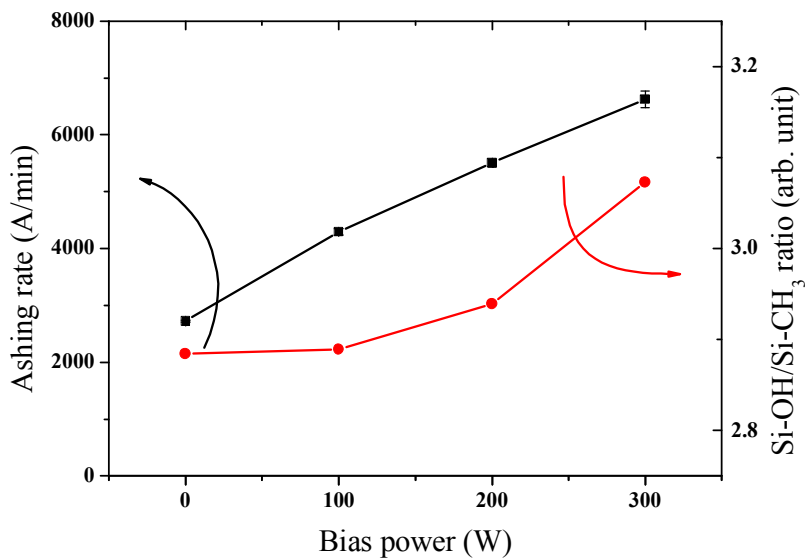


그림 6.7.1. 기판 전력에 따른 ashing rate 와 low-k 물질의 데미지.

예상한 바와 같이 기판에 인가하는 전력의 증가에 따라 ashing rate 가 증가하며 low-k 물질의 데미지 또한 증가하는 것을 확인할 수 있다. 이런 변화의 원인을 확인하기 위해 앞의 실험에서와 마찬가지로 다음과 같이 O 라디칼의 농도, 이온 선속, 이온에너지 분포를 확인하였다.

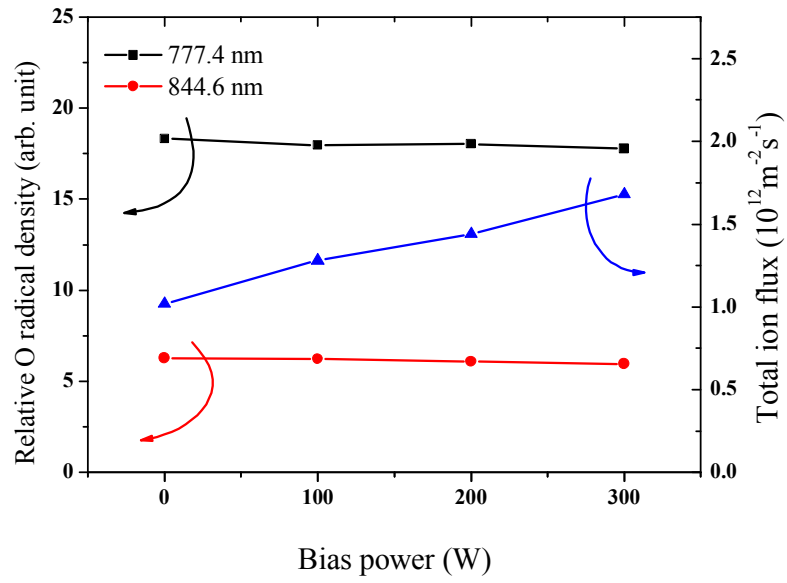


그림 6.7.2. 기판 전력에 따른 O 라디칼의 농도와 이온 선속.

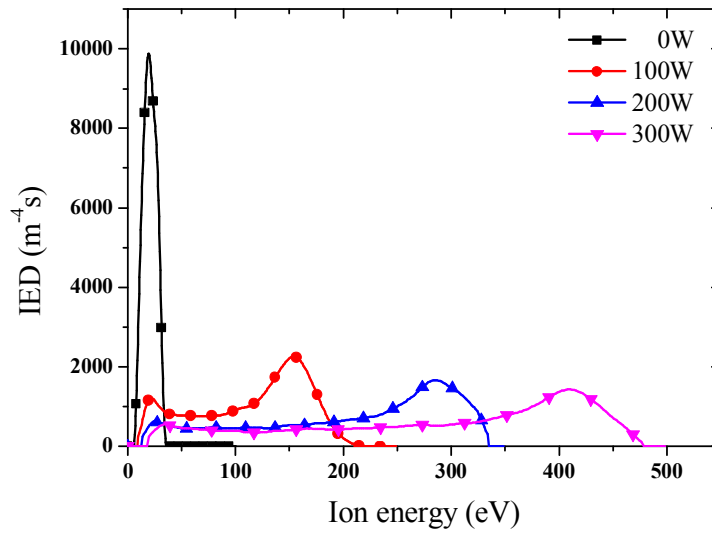


그림 6.7.3. 기판 전력에 따른 이온 에너지 분포.

O 라디칼의 경우, 기관의 전력이 증가함에도 불구하고 농도가 거의 같은 것을 확인할 수 있다. 이온 선속의 경우에는 전력이 증가함에 따라 증가하는 것을 확인할 수 있었으며 이온 에너지 분포 또한 전력이 증가함에 따라 최고 에너지가 높은 쪽으로 이동하는 것을 알 수 있다. 이러한 경향을 통해서 앞에서 확인한 것과 마찬가지로 기관에 전력이 증가할수록 증가한 이온 선속과 높은 에너지 지역으로 이동한 에너지 분포에 의해 ashing rate 와 low-k 물질 데미지를 증가시킨 것으로 확인할 수 있다. [61][126]

6.8 실험 요약 및 결론.

Low-k 물질의 ashing 공정 과정에서의 데미지를 줄이기 위해 M-ICP의 높은 이온 선속과 낮은 이온에너지를 적용하였다. 기존에 ashing 공정에 사용되는 RIE와 ICP, M-ICP를 비교하였을 때 M-ICP에서 ashing rate는 가장 높으며 low-k 물질의 데미지는 현저히 낮은 것을 확인하였다. 이러한 경향을 설명하기 위해 이온 에너지 분포 측정기가 설치 가능한 ICP와 M-ICP 장비에서 이온 에너지 분포 함수를 측정하였다. 자장이 인가됨으로써 이온 선속이 증가하며 이온 에너지가 감소하는데 이온 선속의 증가로 인해 ashing rate는 증가하며 이온 에너지의 감소에 의해 low-k 물질의 $-CH_3$ 기가 끊어져 moisture uptaking 현상이 일어나는 것을 줄임으로써 데미지가 줄어드는 것을 확인하였다.

이온의 bombardment의 영향을 확인하기 위해 Ar 가스를 첨가하고 비율의 증가에 따른 데미지 및 ashing rate의 경향을 확인하였다. Ar 가스를 25 % 첨가하였을 때 화학적 ashing의 감소로 인해 ashing rate가 작게 측정되었다. 반면 데미지는 Ar에 의한 ion bombardment에 의해 증가하였다. 이후 Ar 가스의 비율을 높이면 ion bombardment에 의해 유도되는 화학적 ashing이 커지면서 ashing rate는 증가하며 반면 O 라디칼의 감소로 인해 데미지의 감소했다. 즉 Ar 가스의 비율이 75 %인 조건에서 가장 높은 ashing rate와 가장 낮은 데미지를 확인할 수 있었다. 압력과 소스 전력, 기판 전력에 따른 ashing rate와 데미지 경향을 확인하면 이온 선속이 증가할수록 이온 에너지가 증가할수록 ashing rate는 증가하였다. 하지만 이온 선속이 증가하였을 때 데미지 또한 증가하는 경향을 확인하였다. 또한 이온의 에너지가 증가하였을 때 데미지가 증가하는 경향을 확인하였다. 이러한 경향의 확인을 통해 low-k 물질 공정에 플라즈마 특성 측정 결과를 통해 데미지를 최소화하는 조건을 찾는 가능성을 확인하였다. 기존의 RIE 장치와 ICP에 비해 데미지가 작으며 ashing rate가 높은 M-ICP 장

비에서 여러 요인에 대한 ashing rate 와 low-k 물질 데미지의 경향을 확인함으로써 M-ICP 의 ashing 공정 적용 가능성을 확인하였다.

제 7 장 결론

반도체 산업의 근황을 보면 소자의 집적도는 증가하며 생산성 증대를 위한 대면적 wafer 공정의 필요성은 대두되고 있다. 이 두 가지 사항에 관한 해결책으로 고 밀도의 균일한 차세대 플라즈마 발생 장치에 대한 선행 연구가 진행되고 있다. 본 논문에서는 유도 결합 플라즈마 장치에 자장이 인가함으로써 얻어질 수 있는 고밀도의 균일한 플라즈마의 특성에 대해 원리를 고찰하였고 응용에 대해 실험하였다.

유도 결합 플라즈마에 자장이 인가됨으로써 생기는 특성 중 중점적으로 생각한 것은 고 밀도 특성과 균일성 특성이다. 이 두 가지 특성은 크게 R-wave 에 의한 전자 가속과 flute instability 에 의한 불안정성의 해결에 기인하는 것으로 이를 실험적으로 확인하였다.

우선 R-wave 에 의한 전자 가열 경향을 확인하기 위해 기판 중심을 기준으로 4 G 부터 22 G 까지 자장의 세기를 변화시켰으며 자장의 분포 또한 기판 중심에서 높이와 반경에 따라 증가하는 자장과 감소하는 자장으로 나누어 각 자장 조건에서 RF window 와 거리에 따른 시변 자장의 크기 변화를 확인하였다. 자장의 인가를 통해 생긴 R-wave 에 의한 전자 가열 현상이 일어나기 위해서는 $\omega < \omega_{ce} = \frac{eB}{m_e}$ 인 조건을 만족시켜야 하며 27.12 MHz 의 주파수를 만족시키는 최소 자장 조건은 9.69 G 로 계산된다. R-wave 의 dispersion relation 에서 얻어진 굴절률 계산에 의해 R-wave 가 반사되지 않고 진행하며 효과적으로 전자 가열이 일어나는 자장 조건은 9.69 G 이상이며 높이에 따라 자장이 증가하는 분포 조건임을 확인할 수 있었다.

Flute instability 에 의한 불안정성과 이에 의한 실제 식각에서의 균일도 변화를 확인하기 위해 자장의 기울기를 반경에 따라 증가하는 조건, 감소하는 조건으로 나누고 각 조건에서 기울기가 다른 조건을 설계하였다. 네 가지 조건 모두

에서 기판의 중심 자장은 17 G 로 통일하였다. Flute instability 의 dispersion relation 에 의해 자장의 기울기와 플라즈마 밀도의 기울기의 방향이 같은 반경에 따라 감소하는 자장 조건에서 flute instability 현상에 의한 밀도와 플라즈마 전위의 fluctuation 이 측정되었다. 측정된 fluctuation 은 자장의 기울기가 클수록 심해지는 경향을 보였다. 또한 이러한 flute instability 현상이 커질수록 플라즈마 밀도가 감소되었으며 이는 불안정성의 증가에 따른 loss 의 증가와 이에 따른 밀도 감소로 보인다. 이러한 자장 조건의 실제 oxide 식각에서의 영향을 확인하기 위해 CF₄ 18 sccm 과 Ar 30 sccm 혼합 가스 조건에서 식각 실험을 진행하였다. 식각 실험의 결과에서 flute instability 현상이 일어나는 감소하는 자장 조건의 경우에서 기울기가 증가할수록 식각 균일도가 악화되는 것을 확인하였다. 반면 증가하는 자장 조건의 경우 flute instability 현상에 따른 fluctuation 이 일어나지 않았으며 식각 실험에서도 단순 감소하는 분포를 가지는 감소하는 자장 조건에 비해 wafer 가장자리에서 식각 속도가 증가하여 식각 속도가 균일해지는 결과를 얻었다. 하지만 자장의 기울기가 증가하는 경우 wafer 가장자리의 식각 속도가 너무 증가하여 균일도에 악영향을 미치는 것을 확인하였다. 이러한 결과를 통해 식각 속도의 균일도를 위해서 자장의 기울기의 방향이 밀도의 기울기 방향과 반대가 되어야 하며 적절한 자장의 기울기를 가질 때 최적화 될 수 있다는 결과를 얻었다.

자장의 인가로 얻을 수 있는 효과로 고밀도와 높은 균일도를 들 수 있다. 이중 균일도 측면에서 실제 공정 응용을 위해 자장의 증가와 감소에 따라 oxide 식각 실험을 진행하였다. Oxide 식각 속도 균일도 결과는 기판 입사 이온 선속과 같은 경향성을 보였다. 하지만 oxide 식각 속도와 이온 선속의 경향에서 ICP 와 M-ICP 자장 조건의 차이에서 일치하지 않는 결과를 보였는데 이는 입사하는 이온의 에너지 크기 차이가 커서 나는 차이라고 할 수 있다. 이는 증가하는

자장 조건과 감소하는 자장 조건의 차이에서도 적용될 수 있다. 기판에서의 거리 70 mm 를 기준으로 oxide 식각 속도 결과는 감소하는 자장 조건에서 증가하는 자장조건을 넘는 식각 속도를 보였으나 이온 선속의 경우 기판 중심에서 외에는 증가하는 자장 조건에서 높은 결과를 얻었다. 이는 이온 에너지 크기에 따른 것으로 감소하는 자장 조건의 기판 중심에서 이온의 에너지 분포가 높은 쪽에 분포하는 것을 통해 설명할 수 있다. 자장이 감소하는 조건에서 이러한 이온 에너지 분포에 따라 기판 중심과 가장자리에서의 식각 속도 차이가 크게 나며 이는 낮은 식각 속도 균일도에 귀결된다. PR 대비 선택비의 경우 라디칼의 분포에 영향을 받으며 etchant 와 polymer 역할의 F 과 CF_2 라디칼의 비율의 분포를 따르는 것을 확인하였다. 선택비의 결과에서 ICP 조건에서 식각 선택비가 높게 나오는 것을 확인할 수 있으며 이는 높은 이온 에너지로 인한 영향으로 SiO_2 의 결합 에너지 이상의 에너지를 가지는 이온에 의한 식각 속도의 증가에 따른 것으로 생각된다.

이온 선속과 이온 에너지 분포를 통해 oxide 식각 결과를 예측할 수 있었으며 또한 라디칼의 분포를 통해 식각 선택비를 예측할 수 있었다. 이러한 측정 결과의 기판 내의 공간 분포는 식각 속도 및 선택비의 공간분포와 일치하는 결과를 얻을 수 있었으며 이로써 식각의 mechanism 이해 및 균일도를 예측할 수 있었다.

자장의 인가로 얻을 수 있는 효과 가운데 또 하나는 ICP 대비하여 확연히 높은 이온 선속과 낮은 이온 에너지이다. 이러한 M-ICP 의 특성을 O_2 가스 플라즈마 low-k 물질의 식각 공정에서의 ashing 데미지 측면에서 활용하여 응용 가능성에 대해 고찰하였다. 기존에 ashing 에 사용되는 RIE 와 ICP, M-ICP 를 비교하였을 때 M-ICP 에서 ashing rate 는 가장 높으며 low-k 물질의 데미지는 현저히 낮은 것을 확인하였다. 이러한 경향은 이온 에너지 분포 함수를 통해 설

명할 수 있다. 자장이 인가됨으로써 이온 선속이 증가하며 이온 에너지가 감소하는데 이온 선속의 증가로 인해 ashing rate 는 증가하며 이온 에너지의 감소에 의해 low-k 물질의 $-CH_3$ 기가 끊어져 moisture uptaking 현상이 일어나는 것을 줄임으로써 데미지가 줄어드는 것을 확인하였다. 이렇게 기존의 RIE 장치와 ICP 에 비해 데미지가 작은 M-ICP 장비에서 Ar 가스를 첨가하고 비율의 증가에 따른 데미지 및 ashing rate 의 경향을 확인하였다. Ar 가스를 25 % 첨가하였을 때 화학적 ashing 의 감소로 인해 ashing rate 가 작게 측정되었다. 반면 데미지는 Ar 에 의한 ion bombardment 에 의해 증가하였다. 이후 Ar 가스의 비율을 높이면 ion bombardment 에 의해 유도되는 화학적 ashing 이 커지면서 ashing rate 는 증가하며 반면 O 라디칼의 감소로 인해 데미지의 감소가 확인되었다. 즉 Ar 가스의 비율이 75 % 인 조건에서 가장 높은 ashing rate 와 가장 낮은 데미지를 확인할 수 있었다. 압력과 소스 전력, 기판 전력에 따른 ashing rate 와 데미지 경향을 확인하면 이온 선속이 증가할수록 이온 에너지가 증가할수록 ashing rate 는 증가하였다. 하지만 이온 선속이 증가하였을 때 데미지 또한 증가하는 경향을 확인하였다. 또한 이온의 에너지가 증가하였을 때 데미지가 증가하는 경향을 확인하였다. 이러한 경향의 확인을 통해 low-k 물질 공정에 플라즈마 특성 측정 결과를 통해 데미지를 최소화하는 조건을 찾는 가능성을 확인하였다.

본 연구를 통해 자장이 인가된 유도 결합 플라즈마의 특성과 특성의 원리를 실험적으로 확인하였고 이러한 특성을 활용할 수 있는 공정에서의 적용을 통해 자화 유도 결합 플라즈마의 가능성을 확인하였다.

참고 문헌

- [1] F. F. Chen, Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, vol.1: Plasma Physics, 2nd Ed. Plenum Press, New York and London, 1984
- [2] A. Von Angel, Ionized Gases, Oxford University Press, 1965
- [3] V. E. Golant, V. I. Fedrov, RF Heating in Toroidal Fusion Devices, Plenum Press, New York, 1989
- [4] 이홍식, “JET 플라즈마의 ICRH에 의한 공명 이온 가열에 관한 연구”, 서울대학교 대학원 공학박사 학위논문, 1990
- [5] A. Grill, Cold Plasma in Material Processing, IEEE Press, New York, 1993
- [6] A. M. Voshchenkov, J. Vac. Sci. Technol. A 11 (4), pp. 1211 (1993)
- [7] 최경철, “비방전 보조 펄스를 이용한 직류 플라즈마 디스플레이 채널의 특성”, 서울대학교 대학원 공학박사 학위논문, 1993
- [8] E. L. Neauss, IEEE Trans. on Plasma Science, vol. 22, No. 1, pp. 2 (1994)
- [9] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, Principles of Plasma Discharges and Materials Processing, 2nd Ed. John Wiley & Sons, New Jersey (2005)
- [10] S. M. Rossmagel, J. J. Cuomo and W. D. Westwood, Handbook of Plasma Processing Technology, Noyes Publications. 1990.
- [11] D. Shamiryan, M. R. Baklanov, S. Vanhaelemeersch, and K. Maex, J. Vac. Sci. Technol. B **20**, 1923 (2002).
- [12] <http://www.itrs.net>, International Technology Roadmap for Semiconductors.
- [13] 이호준, “자화 유도 결합 플라즈마의 건식 식각 특성에 관한 연구”, 서울대학교 대학원 공학박사 학위논문, 1996

- [14] 김동현, “자기장이 인가된 유도 결합형 플라즈마의 이온 에너지 분포에 관한 연구”, 서울대학교 대학원 공학석사 학위논문, 2011
- [15] H. J. Lee, I. D. Yang, and K. W. Whang, Plasma Sources Sci. Technol. **5**, pp. 383–388(1996).
- [16] 김완수, “자화된 유도결합형 플라즈마에서 ACL 및 TSV 건식식각특성에 관한 연구”, 서울대학교 대학원 공학박사 학위논문, 2015.
- [17] 염근영, 플라즈마 식각기술, 미래컴, 2006
- [18] O. A. Popov-High density plasma sources: Design, Physics and Performance, Noyes Publications (1995).
- [19] Y. Yang, and M. J. Kushner, J. Appl. Phys., **108**, 113306. (2010).
- [20] V. Volynets, A. Ushakov, G. Lim, Y. Lim, H. Shin, J. Woo, K. Kim, and D. Sung, Proceedings of the 19th International Symposium on Plasma Chemistry, Bochum, Germany, 2009.
- [21] Lee Luo, Claes H. Bjorkman, Brian Sy Yuan Shieh, Gerald Zheyao Yin, U.S. patent No. 6500357 B1.
- [22] <http://www.shmj.or.jp/english/processtec/prc90s.html>
- [23] Gerald Zheyao Yin, Chii Guang Lee, Arnold Kholodenko, Peter K. Loewenhardt, Hongching Shan, Diana Xiaobing Ma, Dan Katz, U.S. patent No. 6189484 B1.
- [24] J. Hopwood, Plasma. Sources. Sci. Technol., **1**, 109, (1992).
- [25] J. Hopwood, C. R. Guarnieri, S. J. Whitehair, and j. J. Cuomo, J. Vac. Sci. Technol. A. **11**, 152, (1993).
- [26] M. S. Barnes, J. C. Forster, and J. H. Keller, Appl. Phys. Lett. **62**, 2622, (1993).
- [27] J. Hopwood, Plasma. Sources. Sci. Technol., **3**, 460, (1994).
- [28] J. E. Stevens, M. J. Sowa, and J. L. Cecchi, J. Vac. Sci. Technol. A., **13**, 5, pp. 2476-

2482. (1995).
- [29] R. H. Cohen, and T. D. Rognlien, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **5**, pp. 442-452. (1996).
- [30] R. H. Cohen, and T. D. Rognlien, *Phys. Plasmas.*, **3**, 5, pp. 1839-1847. (1996).
- [31] H. J. Lee, I. D. Yang, and K. W. Whang, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **5**, pp. 383-388. (1996)
- [32] H. J. Lee, J. H. Kim, J. H. Joo, and K. W. Whang, *J. Vac. Sci. Technol. A.*, **14**, 3, pp. 1007-1010. (1996).
- [33] T. Lho, N. Hershkowitz, J. Miller, W. Steer, and G. H. Kim, *Phys. Plasmas.*, **5**, 9, pp. 3135-3142. (1998).
- [34] S. S. Kim, C. S. Chang, N. S. Yoon, and K. W. Whang, *Phys. Plasmas.*, **6**, 7, pp. 2926-2934. (1999).
- [35] H. Y. Lee, D. W. Kim, Y. J. Sung, and G. Y. Yeom, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44**, 3, pp. 1445-1449. (2005).
- [36] Y. Yasaka, D. Nozaki, K. Koga, M. Ando, T. Yamamoto, N. Goto, N. Ishii, and T. Morimoto, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, 4309. (1999).
- [37] M. Kaiser, K. M. Baumgartner, A. Schulz, M. Walker, and E. Rauchle, *Surf. Coat. Technol.*, **552**, pp. 116–119. (1999).
- [38] S. Samukawa, M. Hori, S. Rauf, K. Tachibana, P. Bruggeman, G. Kroesen, J. C. Whitehead, A. B. Murphy, A. F. Gutsol, S. Starikovskaia, U. Kortshagen, J. P. Boeuf, T. J. Sommerer, M. J. Kushner, U. Czarnetzki, and N. Mason, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **45**, 253001. (2012).
- [39] 정희운, “대면적 공정을 위한 자화 유도 결합 플라즈마 장치의 설계 및 공정 특성에 관한 연구”, 서울대학교 대학원 공학박사 학위논문, 2014.

- [40] 스가이 히데오, 오에 카즈유키 원저, 김곤호 양성채 옮김, “플라즈마 일렉트로닉스”, 교학사, 2006.
- [41] F. F. Chen, J. Appl. Phys. **36**, 3, pp. 675-678(1965).
- [42] F. F. Chen, Phys. Plasmas. **8**, 6, pp. 3029(2001).
- [43] F. F. Chen, “Lecture Notes on Langmuir Probe Diagnostics”, IEEE-ICOPS meeting, Korea (2003)
- [44] David N. Ruzic, electric probes for low temperature plasma, 1st Ed. American Vacuum Society, 1994
- [45] M. J. Druyvesteyn, Z. Phys. **64**, 781 (1930)
- [46] J. M. Choe, G. H. Kim, D. G. Kim, J. Korean Phys. Soc. **55**, 1825 (2009)
- [47] 김혁, “다양한 진단 방법을 이용한 약자장이 걸린 유도 결합 플라즈마에 대한 연구”, 서울대학교 대학원 공학박사 학위논문, 2013.
- [48] B. Crowley, D. Homfray, S.J. Cox, D. Boilson, H.P.L. de Esch and R.S. Hemsworth, **46**, S307 (1994)
- [49] N. J. Behlman, “Electron energy distribution measurement in the plume region of a low current hollow cathode”, WORCESTER POLYTECHNIC INSTITUTE D, degree of Master of Science, 2009.
- [50] M. Li, S. K. Dew and M. J. Brett, J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, 2056 (1999).
- [51] Y. I. Sung, H. B. Lim and R. S. Houk, J. Anal. At. Spectrom., **17**, pp 565-569 (2002).
- [52] T. Uckan, Rev. Sci. Instrum., **58**, 2260 (1987).
- [53] E. O. Johnson, and L. Malter, Phys. Rev., **80**, 58 (1950).
- [54] C. M. Franck, O. Grulke and T. Klinger, Rev. Sci. Instrum., **79**, 11, pp 3768 (2002).
- [55] J. W. Coburn and E. Kay, J. Appl. Phys. **43**, 4965 (1972).
- [56] S. G. Ingram and N. S. J. Braithwaite, J. Phys. D **21**, 1496 (1988).

- [57] A. D. Kuypers and H. J. Hopman, J. Appl. Phys. **63**, 1894 (1988).
- [58] C. Bohm and J. Perrin, Rev. Sci. Instrum. **64**, 31 (1993).
- [59] G. D. Conway, A. J. Perry, and R. W. Boswell, Plasma Sources Sci. Technol. **7**, 337 (1998).
- [60] C. P. DeNeef and A. J. Theiss, Rev. Sci. Instrum. **50**, 6, pp. 378 (1979).
- [61] E. A. Edelberg, A. Perry, N. Benjamin, and E. S. Aydil, J. Vac. Sci. Technol. A **17**, 506 (1999).
- [62] H. M. Kudyan, Rev. Sci. Instrum. **49**, pp. 8-10. (1978).
- [63] U. Kortshagen, M. Zethoff, Plasma Sources Sci. Technol. **4**, pp. 541-550. (1995).
- [64] M. J. Buie, J. T. P. Pender, J. P. Holloway, T. Vincent, P. L. G. Venzek, and M. L. Brake, J. Quant. pectrosc. Radiat. Transf., **55**, 2, pp. 231-243. (1996).
- [65] S. Corti, Lett. Nuovo Cimento., **29**, 1, pp. 25-32. (1980).
- [66] J. W. Coburn, M. Chen, appl. phys., **51**, pp.3134-3136. (1980).
- [67] R. W. Dreyfus, J. M. Jasinski, R. E. Walkup, and G. S. Selwyn, Pure Appl. Chem. **57**, 9, pp.1265-1276. (1985).
- [68] L. D. B. Kiss, J. P. Nicolai, W. T. Conner, and H. H. Sawin, J. Appl. Phys., **71**, pp. 3186-3192. (1992).
- [69] R. d'Agostino, F. Cramarossa, S. De Benedictis, and G. Ferraro, J. Appl. Phys., **52**, 1259 (1981).
- [70] J. S. Jenq, J. Ding, J. W. Taylor, and M. Hershkowitz, Plasma Sources Sci. Technol. **3**, pp. 154-161. (1994).
- [71] A. D. Kuypers, A. Koch, and H. J. Hopman, J. Vac. Sci. Technol. A., **8**, 5, pp. 3736-3745. (1990).
- [72] H. H. Doh, J. H. Kim, S. H. Lee, and K. W. Whang, J. Korean Phys. Soc., 4, 4, pp.

- 417-424. (1995).
- [73] O. H. Nestor, and H. N. Olsen, SIAM. Rev, 2, 3, pp. 200-207 (1960).
- [74] J. P. Holloway, S. Shannon, S. M. Sepke, and M. L. Brake, J. Quant. pectrosc. Radiat. Transf., **68**, pp. 101-115. (2001).
- [75] A. B. Mikhailovskii, Theory of Plasma Instabilities, Vol.2: Instabilities of an Inhomogeneous Plasma, Consultants Bureau, New York, 1974
- [76] B. K. Shivamoggi, Appl. Sci. Res., **37**, pp. 287-290. (1981).
- [77] T. E. Stringer, and F Schmidt, Plasma. Phys., **9**, pp. 53-59. (1966).
- [78] S. I. Kishimoto, Y. Yamamoto, H. Akimune, and T. Suita, J. Phys. Soc. Jpn., **38**, 1, pp. 231-238. (1975).
- [79] A. A. Rukhadze, and I. S. Shpigel, J. Exptl. Theoret. Phys. **48**, 1, pp. 151-157. (1965).
- [80] F. Yaguchi, M. Yoshikawa, Y. Miyata, M. Mizuguchi, Y. Oono, N. Matsuda, H. Murata, T. Murakami, and T. Imai, Fusion. Sci. Technol., **59**, 1T, pp. 253-255. (2011).
- [81] M. Koga, and Y. Kawai, Phys. Plasmas., **10**, 3, pp. 650-654. (2003).
- [82] H. C. Lee, J. Y. Bang, C. W. Chung, Thin Solid Films, **519**, pp. 7009–7013. (2011).
- [83] H. C. Lee, H. J. Oh, C. W. Chung, Plasma Sources Sci. Technol., **21**, 035003 (2012).
- [84] Y. Lu, Y. Chen, and Y. An, Acta. Mech. Sin., **25**, pp. 769–776. (2009).
- [85] S. Wang, X. Zhang, H. Wang, L. Liu, R. Zhou, S. Yang, and D. Liu, Adv. Mat. Res., **724-725**, pp. 686-691. (2013).
- [86] 정두용, 남창우, 이정호, 최대규, 원충연, 2009 전력전자 학술대회 우수논문, pp. 274-281.
- [87] P. Subramoniumma, M. J. Kushner, J. Appl. Phys., **96**, 1, pp. 82-93. (2004).
- [88] B. H. O, J. S. Jeong, and S. G. Park, Surf. Coat. Technol., **120-121**, pp. 752–756. (1999).

- [89] 박완재, “응용 공정별 맞춤형 플라즈마 건식 식각에 관한 연구”, 서울대학교 대학원 공학박사 학위논문, 2012.
- [90] D. Zhang, and M. J. Kushner, *J. Vac. Sci. Technol. A*, **18**, 6, pp. 2661-2668. (2000)
- [91] O. V. Braginsky, K.S. Klopovskiy, A.S. Kovalev, D.V. Lopaev, O.V. Proshina, T.V. Rakhimova, A.T. Rakhimov, A.N. Vasilieva, and D.G. Voloshin, *Proceedings of the 19th International Symposium on Plasma Chemistry*, Bochum, Germany, 2009.
- [92] K. Teii, M. Hori, and T. Goto, *J. Appl. Phys.*, **87**, 7185 (2000).
- [93] D. C. Gray, I. Tepermeister, and H. h. Sawin, *Proceedings of the 2nd International Conference on Reactive Plasmas*, Yokohama, Japan, 1994 (unpublished)
- [94] Y. Hikosaka, H. Toyoda, and H. Sugai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, , 3A, pp. 353-356. (1993).
- [95] D. Shamiryan, M. R. Baklanov, S. Vanhaelemeersch, and K. Maex, *J. Vac. Sci. Technol. B* **20**, 1923 (2002).
- [96] 이희우, 민성규, *고분자과학과 기술*, **16**, 1, pp. 29-37. (2005).
- [97] 윤도영, 이희우, *고분자과학과 기술*, **20**, 4, pp. 298-306. (2009).
- [98] J. J. Kim, J. H. Lee, Y. J. Lee, W. T. Kwon, S. R. Kim, D. J. Choi, H. S. Kim, and Y. H. Kim, *J. Korean Phys. Soc.*, **48**, 6, pp. 499-503. (2011).
- [99] D. R. Coat, S. V. Nguyen, and D. V. Podlesnik, *IBM J. Res. Development*, **39**, 4, 437 (1995).
- [100] A. Rey, D. Lafond, J. M. Mirabel, and M. F. Coster, *Proceedings of the Third International VMIC*, pp. 491-499 (1986).
- [101] C. Case and A. Kornblit, *Low Dielectric Constant Materials and Interconnects Workshop Proc. (SEMATECH)*, 387 (1996).
- [102] H. Shi, H. Huang, J. Im, and P. S. Ho, *Proceedings of the IEEE International*

- Interconnect Technology Conference (IITC) 2010 , pp. 1-3.
- [103] P. T. Liu, T. C. Chang, Y. S. Mor, and S. M. Sze, *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, pp. 3482-3486(1999).
 - [104] T. C. Chang, P. T. Liu, Y. S. Mor, T. M. Tsai, C. W. Chen, Y. J. Mei, F. M.. Pan, W. F. Wu, and S. M. Sze, *J. Vac. Sci. Technol. B* **20**, 1561 (2002).
 - [105] A. Matsushita, N. Ohashi, K. Inukai, H. J. Shin, S. Sone, K. Sudou, K. Misawa, I. Matsumoto, and N. Kobayashi, *Proceedings of the IEEE International Interconnect Technology Conference (IITC) 2003*, pp. 147-149.
 - [106] M. J. Goeckner, T. K. Bennett, and S. A. Cohen, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 7, pp. 980 – 982 (1997).
 - [107] B. White, Q. Wang, D. Economou, P. J. Wolf, T. Jacobs, J. Fourcher, *Proceedings of the IEEE International Interconnect Technology Conference 2003*, pp. 153-155.
 - [108] K. V. Laer, S. Tinck, V. Samara, J. F. Marneffe, and A. Bogaerts, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **22**, 025011 (2013).
 - [109] M. Fukasawa, T. Tatsumi, K. Shima, K. Nagahata, S. Uchida, S. Takashima, M. Hori, and Y. Kamide, *J. Vac. Sci. Technol. A*, **26**, pp. 870–874. (2008).
 - [110] S. Uchida, S. Takashima, M. Hori, M. Fukasawa, K. Ohshima, K. Nagahata, and T. Tatsumi, *J. Appl. Phys.*, **103**, 073303. (2008).
 - [111] S. Uchida, S. Takashima, M. Hori, M. Fukasawa, K. Ohshima, K. Nagahata, and T. Tatsumi. *Japan. J. Appl. Phys.*, **47**, pp. 3621–3624. (2008).
 - [112] H. Shi., Ph. D. thesis, The University of Texas at Austin, 2010.
 - [113] J. J. Bao, H. L. Shi, J. J. Liu, H. Huang, P. S. Ho, M. D. Goodner, M. Moinpour, and G. M. Kloster, *Proceedings of the IEEE International Interconnect Technology*

- Conference (IITC) 2007, pp. 147-149.
- [114] J. Shoeb, and M. J. Kushner, *J. Vac. Sci. Technol. A*, **30**, 041304 (2012).
 - [115] S. H. Kim, R. Navamathavan, A. S. Jung, Y. J. Jang, K. M. Lee, and C. K. Choi, *J. Korean Phys. Soc.* **50**, 6, pp. 1814-1818(2007).
 - [116] A. S. Jung, R. Navamathavan, K. M. Lee, and C. K. Choi, *Surf. Coat. Technol.* **202**, 22–23, pp. 5693–5696 (2008).
 - [117] G. Hayase, K. Kanamori, and K. Nakanishi. *J. Mater. Chem*, **21**, 17077 (2011).
 - [118] R. Navamathavan, A. S. Jung, H. S. Kim, Y. J. Jang, C. K. Choi, and K. M. Lee, *J. Korean Phys. Soc.* **50**, 6, pp. 1803-1808(2007).
 - [119] C. S. Yang, Y. H. Yu, K. M. Lee, H. J. Lee, and C. K. Choi, *Thin Solid Films.* **506-507**, pp. 50–54 (2006).
 - [120] Y. H. Kim, H. J. Kim, J. Y. Kim, and Y. Lee, *J. Korean Phys. Soc.* **40**, 1, pp. 94-98 (2002).
 - [121] S.W. King, M. French, J. Bielefeld, and W. A. Lanford, *J. Non-Cryst. Solids.*, **357**, pp. 2970–2983. (2011).
 - [122] K. Takeda, Y. Miyawaki, S. Takashima, M. Fukasawa, K. Oshima, K. Nagahata, T. Tatsumi, and M. Hori, *J. Appl. Phys.* **109**, 033303 (2011).
 - [123] H. Nagai, M. Hiramatsu, M. Hori, and T. Goto, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 3453 (2003).
 - [124] Y. W. Lee, H. L. Lee, and T. H. Chung, *J. Appl. Phys.* **109**, 113302 (2011).
 - [125] C. Roth, G. Oberbossel, and P. R. von Rohr, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45**, 355202 (2012).
 - [126] M. A. Sobolewski, Y. Wang, and A. Goyette, *J. Appl. Phys.* **91**, 10, pp. 6303 (2002).

Abstract

A study on characteristics and application of Weakly magnetized inductively coupled plasma

Woohyun Lee

Department of Electrical and Computer Engineering

The Graduate School

Seoul National University

In the semiconductor industry, feature sizes in integrated circuit have scaled down considerably, and the wafer size in integrated circuits has been increasing continuously. In this regard, the specifications of dry etchers have become more stringent and the demand for large size, high density in high vacuum plasma etchers has increased. To achieve higher plasma densities, new plasma sources using magnetic fields such as electron-cyclotron-resonance (ECR), helicon, and MERIE plasma had been proposed. As one of these attempts, magnetized ICP (M-ICP) that magnetic fields are applied to inductively coupled plasma (ICP) shows high plasma densities and guarantee a high etch rate of etching materials by using weak magnetic fields.

As applied to large wafer process, magnetized plasmas shows non-uniform etching property. Hence, there has been an increasing interest in chaos and turbulence generated in magnetized plasmas that was thought to be cause of non-uniform property. In this regards, we have studied flute instability which may degrade the etching uniformity. First, we set up electromagnets so that the magnitude of magnetic flux density on the substrate decrease with increasing distance from the center of the substrate both radially and axially (hereafter M-ICP-A) to observe the flute instability and the resultant plasma-density non-uniformity. We also investigated the dependence of the flute instability on the magnetic flux density for a M-ICP-A configuration with doubled magnetic field gradient. Second, to suppress the flute instability, we configured the magnitude of magnetic flux density on the substrate to increase with increasing distance from the center of the substrate both radially and axially (here after M-ICP-V). We also used this M-ICP-V configuration to investigate plasma density and its non-uniformity characteristics. For the M-ICP-V configuration, no flute instabilities were observed and the non-uniformity in plasma density was lower than that for both ICP and M-ICP-A. Moreover, oxide-etch experiments were performed in ICP, M-ICP-A, and M-ICP-V configurations to correlate the etch results with flute instability and consequent plasma density non-uniformity characteristics.

To confirm the uniformity enhancement in M-ICP-V, we investigated oxide-PR line pattern etching characteristics in ICP, M-ICP-A, and M-ICP-V condition. It was confirmed that the ion flux incident to the substrate is dominant factor of oxide etch rate. Unlike the ion flux results, at center area of substrate, M-ICP-A condition shows higher oxide etch rate than M-ICP-V

condition. In ion energy distribution results, M-ICP-A condition shows higher energy ions at center area compared to M-ICP-V conditions. From these results, it was confirmed that ion energy affected to oxide etch rate. The oxide etch selectivity to PR was also investigated. It was confirmed that selectivity follows CF_2/F radical ratio. In ICP condition, the etch selectivity to PR is higher than M-ICP conditions, but the CF_2/F radical ratio is lower than M-ICP conditions. It seems that in ICP condition, more energetic ion bombardments compare to M-ICP break the bond of surface and the radical reaction of passivation precursor was activated.

In the meantime, the dielectric constant of the material situated between the conductive lines was to be lowered. However it has been reported that the permittivity value of the dielectric increases during the photoresist (PR) ashing process which is done after the etching of the dielectric material. Especially, in ashing process, low-k materials damage induced by O_2 plasma leads to film shrinkage, methyl depletion, moisture uptake and so on. In this study, we carried out experiments focus on damage by methyl depletion and moisture uptake with various ashing parameters. We studied ashing damage of low-k materials in various plasma sources such as CCP, ICP and M-ICP chambers. In M-ICP, the PR ashing rate was 28.1% higher than that of RIE, but the low-k material damage in M-ICP decreased when typical ashing conditions were used in each machine. The dependences of low-k material damage and PR ashing rate on the pressure, source power and bias power in the M-ICP chamber were studied. We measured the ion energy distributions using an ion energy analyzer (IEA) from which the flux could be also obtained. We found that the PR ashing rate increased as the ion flux increased, while the low-k material damage also increased as the ion flux and the incident ion energy increased. However, as the pressure decreased, the ion flux increased dramatically and the ion energy decreased. As a result, the PR ashing rate could be higher and the low-k material damage be lower. We also studied ashing damage of low-k materials in various discharge conditions in M-ICP which shows lower low-k damage than others do.

Keywords : M-ICP, flute instability, uniformity, low-k materials damage
Student Number : 2009-20867